

Numerische Simulation  
des akustischen Nahfeldes  
einer Triebwerksgebläsestufe

vorgelegt von

Rainer Schnell  
aus Köln

von der  
Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme  
der Technischen Universität Berlin

zur Erlangung  
des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften  
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. P.U. Thamsen
Berichter:	Prof. Dr.-Ing. F. Thiele
	Prof. Dr.-Ing. H.B. Weyer

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 14. Juli 2004

Berlin 2004

D 83

*Turbomaschinen, Aeroakustik, Fangeräusch, Rotor/Stator Interaktion, Strömungssimulation*

## **Numerische Simulation des akustischen Nahfeldes einer Triebwerksgebläsestufe**

Gegenstand der Arbeit ist der Einsatz eines zeitgenauen Navier-Stokes Verfahrens zur Berechnung des aus der Rotor/Stator Wechselwirkung resultierenden, tonalen akustischen Feldes einer Triebwerksgebläsestufe. Aufgrund der Sensitivität des modalen akustischen Feldes gegenüber den Schaufelzahlen der beteiligten Schaufelreihen wird das numerische Verfahren erweitert, um reale und damit beliebige Schaufelzahlen in der Simulation abzubilden, dabei aber gleichzeitig das Rechengebiet im Interesse der Rechenzeit auf jeweils ein Segment zu begrenzen. Dies erfolgt durch eine erweiterte Formulierung der periodischen Randbedingungen. Die Verfahrenserweiterung wird am Beispiel einer gegenläufigen Gebläsestufe ausführlich überprüft; der Vergleich erfolgt sowohl mit der exakten, einfach periodischen Lösung als auch mit experimentellen Unterlagen. Das Verfahren kommt schließlich bei einer örtlich hoch aufgelösten Simulation einer für moderne Nebenstromtriebwerke typischen Gebläsestufe zum Einsatz. Das tonale akustische Feld wird dabei durch eine Modenanalyse der Strömungsdaten des Nahfeldes gewonnen. Den Abschluss der Arbeit bildet der Vergleich zweier aerodynamisch äquivalenter Leiträder im Hinblick auf die Geräuschemission der Stufe.

*Turbomachinery, Aeroacoustics, Fan-Noise, Rotor/Stator Interaction, Flow simulation*

## **Numerical Simulation of the Acoustic Nearfield of an Aeroengine Fanstage**

The present work concerns the application of a time-accurate Reynolds-averaged Navier-Stokes solver to compute the tonal acoustic field resulting from rotor/stator interaction in an aeroengine fanstage. To ensure the correct modal structure of the acoustic field it is vital to employ the correct blade count ratio in the simulation. To accomplish this, phase-lagged boundary conditions were employed into the flow solver. Details on the implementation including means for convergence acceleration are presented. The method itself was extensively validated using a counter-rotating propfan configuration, including comparisons with a fully periodic solution as well as with experimental data. The solver was then applied to a modern bypass engine fanstage in a spatially highly resolved simulation. The propagational acoustic field was obtained by a modal decomposition of near field flow data. Finally, two different stator geometries - a radially straight and a swept - were compared to each other with respect to emitted sound power.

[...] In einer Minute 2,000,000 Additionen oder Subtraktionen! In ebensolchem Tempo erledigt sie eine Infinitesimal-Rechnung, Logarithmen ermittelt sie schneller, als wir das Ergebnis ablesen können, und eine Aufgabe, die bisher das ganze Leben eines Mathematikers erfordert hätte, wird in Stunden gelöst und zuverlässiger gelöst, weil sie, die Maschine, nichts vergessen kann, weil sie alle eintreffenden Informationen, mehr als ein menschliches Hirn erfassen kann, in ihre Wahrscheinlichkeitssätze einbezieht. Vor allem aber: die Maschine erlebt nichts, sie hat keine Angst und keine Hoffnung, die nur stören, keine Wünsche in bezug auf das Ergebnis, sie arbeitet nach der reinen Logik der Wahrscheinlichkeit, darum behaupte ich: Der Roboter erkennt genauer als der Mensch, er weiß mehr von der Zukunft als wir, denn er errechnet sie, er spekuliert nicht und träumt nicht, sondern wird von seinen eigenen Ergebnissen gesteuert (*feed back*) und kann sich nicht irren; der Roboter braucht keine Ahnungen -  
Sabeth fand mich komisch. [...]

**Max Frisch**, *Homo Faber* (1957)





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Problemstellung und Lösungskonzept . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Grundgleichungen der physikalischen Modelle</b>	<b>9</b>
2.1	Aerodynamisches Modell . . . . .	10
2.2	Akustisches Modell . . . . .	11
2.2.1	Schallausbreitung in der Ebene . . . . .	13
2.2.2	Schallausbreitung in zylindrischen Kanälen . . . . .	15
2.2.3	Das akustische Feld in der Turbomaschine . . . . .	19
2.3	Modellkopplung . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Numerisches Verfahren</b>	<b>29</b>
3.1	Anforderungen an das Verfahren . . . . .	29
3.2	Eingesetztes Verfahren . . . . .	30
3.2.1	Dissipations- und Dispersionseigenschaften . . . . .	31
3.2.2	Ein- und Austrittsrandbedingungen . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Behandlung beliebiger Schaufelzahlen in der Turbomaschine</b>	<b>39</b>
4.1	Problemstellung und Lösungsmöglichkeiten . . . . .	39
4.2	Gewählte Methode . . . . .	42
4.2.1	Allgemeiner Ansatz . . . . .	42
4.2.2	Integration in das Verfahren . . . . .	43
4.3	Überprüfung und Anwendung der Methode . . . . .	47
4.3.1	Testfall . . . . .	47
4.3.2	Gegenläufiger <i>Propfan</i> im Mittelschnitt (transsonisch) . . . . .	48
4.3.3	Gegenläufiger <i>Propfan</i> (subsonisch) . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Gebläsestufensimulation</b>	<b>67</b>
5.1	Testfall . . . . .	67
5.2	Numerik . . . . .	69
5.3	Ergebnisse zur Aerodynamik . . . . .	74

5.3.1	Stationär . . . . .	74
5.3.2	Zeitgenau . . . . .	75
5.4	Ergebnisse zur Aeroakustik . . . . .	81
5.4.1	Charakterisierung des akustischen Feldes . . . . .	81
5.4.2	Ausbreitungsrechnungen im Nebenstrom und Vergleich mit experimentellen Daten . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Einfluss der Leitradgeometrie auf die Schallemission</b>	<b>93</b>
6.1	Möglichkeiten zur Geräuschreduktion . . . . .	93
6.1.1	Zusammenfassung gängiger Konzepte . . . . .	93
6.1.2	Geräuschreduktion durch Geometrievariationen . . . . .	94
6.2	Untersuchte Konfigurationen . . . . .	96
6.2.1	Aerodynamische Leistung . . . . .	97
6.2.2	Emittierte Schalleistung . . . . .	99
6.2.3	Vergleich des aerodynamischen und des akustischen Feldes . . . . .	100
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>115</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>116</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>127</b>

# Nomenklatur

## Lateinische Symbole

$A$	Amplitude
$A$	Fläche
$a$	lokale Schallgeschwindigkeit
$a, b$	Fourierkoeffizienten
$B$	Anzahl der Rotorscheaufeln ( <i>Blade</i> )
$c$	axiale Sehnenlänge
$c_p$	dimensionsloser Druckbeiwert
$c_p$	isobare Wärmekapazität
$c_v$	isochore Wärmekapazität
$d, D$	Durchmesser
$E$	Bernoullikonstante
$e$	volumenspezifische Energie
$f$	Frequenz
$G$	<i>Green'sche</i> Funktion
$h$	Enthalpie
$h$	Schaufelhöhe
$i, j, k$	Laufindizes (örtlich)
$J_m, Y_m$	Besselfunktionen 1. und 2. Art der Ordnung $m$
$k$	Wellenzahl
$l, L$	Länge
$M$	Machzahl
$m$	Umfangsmodenordnung
$N_{PER}$	Anzahl der Störfrequenzen
$N_{FOU}$	Anzahl der Fourierkoeffizienten
$n$	Laufindex (zeitlich)
$N_t, N_\varphi$	Anzahl der Stützstellen in Ort und Zeit
$p$	Druck
PWL	Schalleistung ( <i>Power Watt Level</i> )
$q$	akustische Quelle
$R, r$	Radius
$R$	spezifische Gaskonstante

## Lateinische Symbole (forts.)

Re	Reynoldszahl
RPM	Drehzahl in $1/min$
SPL	Schalldruckpegel, <i>Sound Pressure Level</i>
Sr	Strouhalzahl
t	Zeit
T	Temperatur
T	Periodendauer
$T_{ij}$	Lighthillscher Spannungstensor
u	Geschwindigkeit
$u_t$	Schubspannungsgeschwindigkeit
$u, u_0$	Strömungsgröße allgemein und nullte Harmonische (zeitl.)
u,v,w	Geschwindigkeitskomponenten (kartesisch)
W	(akustische) Leistung
V	Anzahl der Leitradschaufeln ( <i>Vane</i> )
x,y,z	Ortskoordinate (kartesisch)
$y^+$	dimensionsloser Wandabstand $y^+ = u_t d / \nu$

## Griechische Symbole

$\alpha$	Eigenwert, radial
$\alpha$	absoluter Strömungswinkel
$\alpha$	Relaxationsfaktor
$\beta$	relativer Strömungswinkel
$\delta_{ij}$	Kronecker Symbol
$\epsilon$	massenspezifische, innere Energie
$\kappa$	Eigenwert, axial
$\gamma$	Isentropenexponent
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu$	radiale Modenordnung
$\nu_t$	turbulente Scheinviskosität (Wirbelviskosität)
$\omega, \Omega$	Kreisfrequenz, Winkelgeschwindigkeit
$\omega$	Totaldruckverlust $= \frac{p_{t,2} - p_{t,1}}{p_{t,1}} * 100\%$
$\Pi$	Druckverhältnis
$\eta$	Wirkungsgrad
$\rho$	Dichte
$\tau_{ij}$	viskoser Spannungstensor
$\varphi$	Umfangswinkel
$\xi$	<i>cutoff</i> -Verhältnis
$\xi$	Profilkoordinate (axial)

## Subskripte

$()_{abs,rel}$	im Absolut-/Relativsystem
$()_B$	Größe dem Rotor zugehörig ( <i>blade</i> )
$()_{DP,VP}$	direkt/versetzt periodisch
$()_{exp,sim}$	Experiment, Simulation
$()_{hub,tip}$	Wert an der Nabe/Gehäuse
$()_{min,max}$	minimaler/ maximaler Wert
$()_0$	Größe der ruhenden Umgebung
$()_\varphi$	in Umfangsrichtung
$()_r$	in radialer Richtung
$()_{ref}$	Referenzgröße
$()_t$	Totalgröße
$()_V$	Größe des Stators ( <i>vane</i> )

## Superskripte

$()^+$	stromauf laufend
$()^-$	stromab laufend
$()'$	Störgröße (Differenz zum zeitl. Mittel)
$()'$	Ortsableitung
$()^*$	Referenzgröße zur Entdimensionalisierung der numerischen Daten (vgl. Schmitt [101])
$()^n$	Zeitschritt $n$
$()^p$	Schaufeldurchgangsperiode $p$
$()$	mittlere Größe (örtlich bzw. zeitlich)
$()_{gerade}$	Konfiguration mit geradem Leitrad
$()_{geneigt}$	Konfiguration mit geneigtem Leitrad
$\hat{()}$	Amplitude
$\dot{()}$	Zeitableitung

## Abkürzungen

BPF	<i>blade passing frequency</i> , Blattfolgefrequenz/Schaufeldurchgangsfrequenz
1BPF, 2BPF, ...	erste Harmonische der BPF, zweite Harmonische etc.
CAA	<i>Computational Aeroacoustics</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CRISP	<i>Counter Rotating Integrated Shrouded Propfan</i>
DCA	<i>Double Circular Arc</i> , Kreisbogenprofil
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DNS	Direkte Numerische Simulation
DRP	<i>Dispersion Relation Preserving</i>
DS	Druckseite
HK	Hinterkante
LNR2	<i>Low Noise Rotor 2</i>
M2VP	Mehrstufen-Zweiwellen-Verdichterprüfstand
Min./Max.	Minimum, Maximum
MUSCL	<i>Monotonic Upstream Scheme for Conservation Laws</i>
RESOUND	<i>Reduction of Engine Source Noise through Understanding and Novel Design</i>
RMS	<i>root mean square</i> (Mittelwert der aufsummierten Quadrate)
$Re\{\}, Im\{\}$	Realteil, Imaginärteil
SS	Saugseite
TRACE	<i>Turbomachinery Research Aerodynamic Computational Enviroment</i>
TurboNoiseCFD	<i>Turbomachinery Noise Source CFD Models for Low Noise Aircraft Design</i>
U-RANS	<i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
VK	Vorderkante

# 1 Einführung

## 1.1 Motivation

Die stetig wachsende weltweite Vernetzung, verbunden mit dem Grundbedürfnis des Menschen nach Mobilität, führte in den letzten Jahrzehnten zu einer nahezu explosionsartigen Steigerung des Verkehrsaufkommens in der Luft. Eine Entspannung ist auch mittelfristig nicht in Sicht; so rechnet die Internationale Energieagentur IEA innerhalb der nächsten 15-20 Jahre mit einer Verdopplung aller Starts und Landungen im Bereich des zivilen Flugverkehrs in OECD-Europa [70]. Politisch fand die massive Zunahme der Verkehrsdichte in der Verschärfung nationaler und internationaler Regulierungen bezüglich der erlaubten Geräuschemission bereits ihren Niederschlag. Dies zwingt sowohl die Hersteller von Flugzeugkomponenten, als auch die Betreiber, sich in zunehmendem Maße dieser Thematik anzunehmen. Über die allgemein verbindlichen Richtlinien hinaus (beispielsweise die der ICAO, die zulässige Geräuschemission von Verkehrsflugzeugen ist durch internationale Übereinkommen im Rahmen des ICAO Annex 16 reglementiert) erließen in den letzten Jahrzehnten viele Flughäfen Nachtflugverbote oder -einschränkungen, die allein aus der Geräuschbelastung umliegender Gebiete resultierten und damit nicht zuletzt dem wachsenden Druck aus der Bevölkerung nachgaben. Die Reduktion von Fluggeräuschen ist damit primär von gesellschaftlichem Interesse, was der Fragestellung im Vergleich zu rein technisch oder wirtschaftlich motivierten Problemstellungen eine andere Qualität verleiht.

### Geräuscharten und physikalische Ursachen

So vielfältig wie die Fluggeräusche selbst sind, so unterschiedlich sind auch deren Ursachen. Bei der Landung können die Umströmungsgeräusche (Fahrwerk, Hochauftriebshilfen, Kavitäten an Rumpf und Flügel etc.) neben den Triebwerken einen großen Beitrag zur gesamten Geräuschemission eines Verkehrsflugzeuges liefern. Zahlreiche Forschungsaktivitäten zu diesem Thema sind auf nationaler Ebene im Rahmen des Projektes SWING [69] innerhalb der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG und auf europäischer Ebene in gemeinschaftlichen Projekten wie *RESOUND* oder *Silence(R)* gebündelt.

Beim Start dominieren die Triebwerke die gesamte Geräuschemission, die maßgeblichen Schallquellen sind dabei - neben der Brennkammer und dem Freistrahle - die Turbomaschinenkomponenten (Gebläse, Kompressor und Turbine). Von der gesamten emittierten Schalleistung des Triebwerks ist etwa die Hälfte breitbandig, d.h. über ein weites Frequenzspektrum verteilt. Die Ursache dafür sind im Wesentlichen turbulente Strukturen im Bereich des Triebwerkeinlaufs (z.B. innerhalb der Gehäusegrenzschicht oder auch durch atmosphärische Turbulenzen verursacht), die mit stromab liegenden, rotierenden Schaufelreihen wechselwirken. Dazu kommen Spaltströmungen im Bereich der Rotorblattspitzen und die Entwicklung turbulenter Grenzschichten auf der Beschaufelung selbst, die ebenfalls mit nachfolgenden Schaufelreihen

in Wechselwirkung treten.

Die andere Hälfte des Triebwerksgeräuschs wird durch die tonalen Anteile der genannten Turbomaschinenkomponenten bestimmt. Diese Anteile (im Folgenden beispielhaft für das Gebläse aufgeführt) können im Wesentlichen in folgende Arten unterteilt werden:

- das rotierende, potentialtheoretische Druckfeld eines einzelnen, umströmten Rotors (*rotor alone noise*). Betrachtet man alle Schaufeln als geometrisch identisch, erzeugt die Bewegung dieses - obwohl im mitbewegten Bezugssystem zeitlich konstanten - Druckfeldes ein Muster, das im Absolutsystem mit einem ganzzahligen Vielfachen der Schaufeldurchgangsfrequenz wahrgenommen wird und bei ausreichend großer Umlaufgeschwindigkeit als Schall abgestrahlt wird.
- der wegen seines sägenden Charakters genannte *buzzsaw noise*. Dieser Anteil entsteht bei einer im Relativsystem transsonischen Zuströmung zum Rotor. Die dann entstehenden Stoßfronten erzeugen in unmittelbarer Rotornähe ein Druckfeld, welches für einen ortsfesten Beobachter (Zuhörer) mit der Schaufeldurchgangsfrequenz variiert. Dieses Druckfeld ist durch einen nichtlinearen Abfall der Stoßintensität stromauf gekennzeichnet. Sind nicht alle Schaufelpassagen geometrisch identisch (wie es in der Realität immer der Fall ist) kommt es zu einer veränderten Stoßlage von Passage zu Passage. Der nichtlineare Abfall stromauf ist für jeden einzelnen Stoß unterschiedlich. Durch die Überlagerung der einzelnen Stoßfronten entsteht ein im mitbewegten Bezugssystem stationäres Interferenzmuster. Die Rotation dieses Druckmusters führt im Absolutsystem zu einem Frequenzspektrum, das im Nahfeld neben der Schaufeldurchgangsfrequenz harmonische Anteile der Wellendrehfrequenz enthält. Bei einer ausreichend großen Blattspitzengeschwindigkeit breiten sich diese Anteile bis ins Fernfeld aus, wobei die Abgabe der Schalleistung im Wesentlichen stromauf erfolgt (McApline und Fisher [78], Calvert [15]).
- die Wechselwirkung eines Rotors mit einer über dem Umfang nicht einheitlichen Zuströmung. Die Inhomogenitäten in der Zuströmung können dabei verschiedene Ursachen haben, zum Beispiel geometrische Asymmetrien im Triebwerkseinlauf. Auch dieser Anteil tritt mit einem Vielfachen der Schaufeldurchgangsfrequenz auf.
- das durch die viskosen Rotornachläufe am Austrittsleitrad induzierte, akustische Feld. Die Frequenzen dieses Störfeldes liegen im Bereich von einem Vielfachen der Schaufeldurchgangsfrequenz des Rotors. Nach Tyler und Sofrin [120] entstehen bei ungleichen Schaufelzahlen komplexe Interaktionsmuster, die sich prinzipiell sowohl stromauf als auch stromab ausbreiten. Ein Großteil der stromauf laufenden Druckstörungen wird im *Fan* von dem (in der Regel transsonisch durchströmten) Rotor blockiert, sodass der durch den Nebenstrom nach hinten (stromab) emittierte Anteil von vorrangigem Interesse ist. Dieser Anteil ist Gegenstand der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten, numerischen Untersuchungen.

Grundsätzlich liegen allen oben genannten Geräuschanteilen zwei grundlegende physikalische Ursachen zu Grunde. Zum Einen rufen Geschwindigkeitsfluktuationen im Strömungsfeld (sowohl zeitlich periodisch als auch stochastisch) bei der Wechselwirkung mit festen Oberflächen (Beschaufelung, Nabe- und Gehäuse etc.) Druckschwankungen hervor und induzieren somit ein zeitlich veränderliches Druckfeld, welches bei entsprechender Kohärenz vom Beobachter als Schall wahrgenommen wird (Beispiele hierfür sind alle breitbandigen, aber auch die durch Einlaufstörungen und die Rotor/Stator-Wechselwirkung verursachten Anteile). Der zweite Grund für die Entstehung eines Schallfeldes ist die Bewegung eines Druckfeldes (z.B. das Potentialfeld eines umströmten Profils) in einem relativ dazu ruhenden Medium. Als Beispiele hierfür sind die Anteile *buzzsaw noise* und der *rotor-alone noise* zu nennen.



## Stand der Forschung und Möglichkeiten der Simulation

Auch in der Aeroakustik ist aufgrund der wachsenden Bedeutung und der Komplexität der Problemstellung die Forderung nach zuverlässigen Prognoseverfahren groß. Wie auch in anderen Bereichen helfen diese dem Entwicklungsingenieur, lärmrelevante Aspekte schon bei der Auslegung zu berücksichtigen, ohne auf kostenintensive Experimente angewiesen zu sein. Die Probleme derzeitiger Vorhersageverfahren liegen dabei im Wesentlichen in einer hinreichend genauen Beschreibung der Schallquelle. Ist diese bekannt, lassen sich mit vergleichsweise einfachen Methoden Ausbreitungs- und Schallabstrahlungsrechnungen mit analytischen Methoden bis ins Fernfeld mit hinreichender Genauigkeit durchführen.

Die theoretische Betrachtung der tonalen Geräuschanteile in Turbomaschinenkomponenten war lange Zeit durch analytische und semi-analytische Methoden geprägt. Diese Untersuchungen beschränkten sich in der Regel auf einzelne Schaufelreihen mit idealisierten, unendlich dünnen Profilen, die mit generischen Geschwindigkeitsprofilen (Nachläufen) oder künstlich aufgeprägten Druckstörungen in Wechselwirkung treten.

Grundlegende Arbeiten zu Transmissions- und Reflexionsphänomenen an ebenen Platten wurden u.a. von Kaji und Okazaki [63], von Koch [68] und von Cumpsty [21] durchgeführt. Die theoretischen Überlegungen waren dahingehend, dass sich akustische Störungen sowohl stromauf als auch stromab fortpflanzen und in Wechselwirkung mit benachbarten Schaufelreihen treten. Dabei können neue Störungsmuster entstehen, die sich ihrerseits weiter fortpflanzen. Die o.g. Arbeiten erlaubten erstmals eine Quantifizierung dieser Effekte in Form von Transmissions- und Reflexionskoeffizienten. Die Profillängen wurden dabei als klein im Vergleich zur Wellenlänge der akustischen Störung angenommen, was zu der Annahme einer akustisch kompakten Quelle führte.

Untersuchungen zum klassischen Problem der Antwort einzelner isolierter Schaufelreihen (auch hier angenähert durch ebene, unendlich dünne Platten) auf ein Geschwindigkeitsdefizit wurden u.a. von Goldstein [48] und Smith [114] am zweidimensionalen linearen Gitter und von Namba [81] am dreidimensionalen Ringgitter durchgeführt. Das aufgeprägte Geschwindigkeitsdefizit simuliert dabei den Nachlauf einer stromauf liegenden Beschaukelung und ruft bei der Wechselwirkung mit dem idealisierten Profil eine Auftriebsänderung hervor, die wiederum ein Druckfeld induziert. Statt der Betrachtung des Profils als kompakte Quelle wurde eine Wirbelstärkeverteilung auf dem Profil vorgeschrieben, die mit der aufgeprägten Geschwindigkeitsstörung korreliert. Ähnliche Untersuchungen wurden von Sijtsma et al. [111] im zylindrischen Strömungskanal in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten eines Niedergeschwindigkeitsgebläses durchgeführt. In die Betrachtungen dort geht ein empirisches Nachlaufmodell mit ein. Von Goldstein und Atassi [49] wurden für kompressible Strömungen erstmals nichtlineare Effekte wie der Einfluss von Wölbung und Dickenverteilung untersucht.

Viele der genannten Methoden eignen sich immer noch sehr gut zur Validierung numerischer Methoden. Allen Verfahren ist jedoch gemein, dass die getroffenen Annahmen hinsichtlich der Geometrie und der Strömungsverhältnisse den Gültigkeitsbereich sehr stark einschränken. Damit sind diese Methoden für einen Einsatz in realistischen Konfigurationen weitestgehend ungeeignet. Trotzdem eignen sich die Verfahren gut für *ad hoc* Abschätzungen oder parametrische Studien und sind nach wie vor - zunehmend unterstützt durch numerische Verfahren - vorherrschend in der industriellen Praxis.

Große Fortschritte im Bereich der numerischen Simulation wurden in den letzten Jahren mit so genannten CAA-Methoden erzielt. Diese hochgenauen numerischen Verfahren werden in zunehmenden Maß für die Simulation des Umströmungs- und des Strahlgeräusches eingesetzt und liefern, in der Regel basierend auf den linearisierten Euler- oder Navier-Stokes Gleichungen, viel versprechende Ergebnisse [118, 117]. Aufgrund der aufwändigen Geometrie und

der komplexen Strömungsverhältnisse in der Turbomaschine sind diese Verfahren dort jedoch nicht ohne Weiteres einsetzbar.

Neben den aufgeführten analytischen bzw. semi-analytischen Methoden wurde von Wilson [133, 134] ein numerisches, linearisiertes Navier-Stokes-Verfahren zur Berechnung des tonalen Rotorfeldes und des Rotor/Stator-Interaktionsfeldes eingesetzt. Der Nachweis der grundsätzlichen Eignung eines solchen Verfahrens für derartige akustische Untersuchungen wurde durch einen Vergleich mit den oben genannten analytischen Verfahren erbracht. Untersuchungen an einem ebenen Ringgitter zeigten eine sehr gute Übereinstimmung der numerischen Ergebnisse mit den von Sijtsma [111] angegebenen theoretischen und experimentellen Daten. Darüber hinaus wurden erstmals Methoden zur Ableitung akustischer Informationen aus einer Strömungslösung, basierend auf einem so genannten *wave-splitting*, vorgestellt. Aufgrund der Linearisierung werden dabei die beteiligten Schaufelreihen (Rotor und Stator) getrennt voneinander betrachtet, die Kopplung der Ergebnisse erfolgte manuell. Ähnliche Untersuchungen wurden von Kennepohl et al. [66] an Turbinenstufen angestellt. In Verbindung mit einem empirischen Nachlaufmodell zur Berücksichtigung der viskosen Rotor/Stator Wechselwirkung wurden dort ebenfalls Möglichkeiten zur indirekten Kopplung mehrerer Schaufelreihen vorgestellt.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen analytischen Verfahren sind numerische Verfahren nicht auf die Betrachtung idealisierter Geometrien beschränkt, sondern ermöglichen die Untersuchung realer Schaufelprofile. Den linearisierten Verfahren liegt dabei die Annahme kleiner Störungen zugrunde, die sich linear verhalten und einem zeitlich konstanten Grundzustand überlagert werden können. Der Rechenaufwand gegenüber einem nicht-linearen Verfahren ist um etwa eine Größenordnung geringer. Ist das linearisierte Verfahren im Frequenzbereich formuliert, muss jedoch jede Frequenz und ggf. jede Umfangsmoden einzeln betrachtet werden. Zur Berechnung des mittleren Strömungszustandes sind in der Regel - zumindest in der Turbomaschine - nichtlineare Verfahren (Euler oder Navier-Stokes) notwendig.

Dupere et al. [27] berechnete das emittierte Schallfeld eines einzelnen ummantelten Rotors durch den Einsatz eines typischen, stationären CFD-Verfahrens. Das tonale Rotor/Stator-Interaktionsfeld wurde von Rangwalla et al. [92] mit einem zeitgenauen Navier-Stokes Verfahren berechnet, aufgrund der damals noch unzureichenden Rechnerleistungen jedoch mit relativ grober Netzauflösung und lediglich zweidimensional. Darüber hinaus wurde im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss unterschiedlicher, numerischer Randbedingungen auf die Qualität der akustischen Lösung untersucht und damit die Wichtigkeit der Formulierung geeigneter Ein- und Austrittsrandbedingungen unterstrichen.

Die erste dreidimensionale, gekoppelte Berechnung des tonalen Interaktionsfeldes mit einem zeitgenauen Navier-Stokes Verfahren unter Einbeziehung experimenteller Daten wurde von Rumsey et al. [97, 9] am Beispiel einer subsonischen Fanstufe durchgeführt. Die Zuströmmachzahl zum Rotor lag dort bei  $M_\infty \simeq 0.1$ . Die Vergleiche des richtungsabhängigen Schalldruckes im Fernfeld ergaben winkelabhängig sehr unterschiedliche Abweichungen, teilweise stimmten Simulation und Experiment sehr gut überein. Die größten Abweichungen lagen bei ca. 15 dB bei der zweiten Harmonischen der Blattfolgefrequenz des Rotors. Die Zerlegung des akustischen Feldes in Kanalmoden und die Ausbreitung stromauf bis in das Fernfeld erfolgte dabei auf der Basis des berechneten zeitabhängigen Druckfeldes mit Hilfe klassischer akustischer Verfahren.

Tsuchiya et al. [119] setzten sowohl ein nicht-lineares als auch ein linearisiertes Navier-Stokes-Verfahren in einem Gebläse ein. Die Vergleiche der Ergebnisse zeigten bezüglich der Druckschwankungen auf dem Leitrad teilweise deutliche Unterschiede, sodass dort der Einsatz eines nicht-linearen Verfahrens im Bereich des Gebläses zur Berechnung der Schallabstrahlung empfohlen wird. Neuere Arbeiten von Hirsch et al. [56] und Gerolymos und Nosis [44] demon-

strieren darüber hinaus die Eignung nichtlinearer Verfahren zur Berechnung des tonalen *Fan*-Geräusches, beide an transsonischen Gebläsen und in teilweise guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten, ohne jedoch auf die Kopplung an akustische Verfahren (beispielsweise durch eine Modenanalyse der Strömungsdaten im Nahfeld) einzugehen. Calvert et al. [15] veröffentlichten numerische Untersuchungen eines transsonischen Gebläses im Hinblick auf das *buzzsaw*-Geräusch mit teilweise sehr guter Übereinstimmung zum Experiment.

## 1.2 Problemstellung und Lösungskonzept

Die oben aufgeführten Arbeiten machen deutlich, dass derzeit keine einheitlichen und im Detail zuverlässigen Verfahren zur Berechnung der **Schallentstehung in realistischen Turbomaschinen-Konfigurationen** verfügbar sind. Anhand der Gebläsestufe eines modernen Nebenstromtriebwerks soll in dieser Arbeit demonstriert werden, dass die Vorhersage des tonalen Schallfeldes mit einem **Navier-Stokes Verfahren** nicht nur grundsätzlich sondern auch im Rahmen einer praktischen Anwendung möglich ist. Der hier gewählte Ansatz unterliegt dabei - im Gegensatz zu vielen oben aufgeführten Methoden - keinerlei geometrischen und kaum strömungsmechanischen Einschränkungen und soll damit zu deutlich **gesicherteren und genaueren Prognosen** der Geräuschemission beitragen.

Die wesentliche Grundlage der Untersuchungen bildet das etablierte numerische Verfahren TRACE [29, 36, 86, 101, 137]. Damit kann bereits erfolgreich die Schaufelreihen-Wechselwirkung in der Turbomaschine - also theoretisch auch das akustische Feld - zeitgenau untersucht werden. In der Regel ist jedoch die Abbildung der realen Schaufelzahlen bei Stufenrechnungen mit dem existierenden Verfahren nicht möglich, zur Vereinfachung wird deshalb die Schaufelgeometrie oft skaliert und damit die Schaufelzahlen von Rotor und Stator künstlich angepasst.

Die Struktur des tonalen akustischen Feldes in der Turbomaschine ist jedoch in hohem Maße von den Schaufelzahlen der beteiligten Schaufelreihen abhängig. Die **Abbildung der realen Schaufelzahlen** ist damit eine wesentliche Voraussetzung zum Erreichen der oben formulierten Zielsetzung. Deshalb wurde das vorhandene numerische Verfahren im Rahmen dieser Arbeit **weiterentwickelt**, um beliebige Schaufelzahlen in der numerischen Simulation korrekt abzubilden. Dies wird durch eine erweiterte Formulierung der periodischen Randbedingungen, basierend auf einem Fourierreihen-Ansatz, ermöglicht. Zu der Weiterentwicklung zählt dabei nicht nur die Integration in das Verfahren, sondern auch die umfangreiche **Überprüfung** der Methode an einem repräsentativen Testfall.

Die in Folgenden beschriebene Gliederung der Arbeit fasst gleichzeitig die wesentlichen Arbeitsschritte zusammen, die zur Berechnung des akustischen Feldes in der Turbomaschine mit dem hier gewählten Ansatz erforderlich sind:

Zunächst werden in Kapitel 2 beide benutzten physikalischen Modelle - ein allgemeines aerodynamisches und ein daraus abgeleitetes akustisches - beschrieben. Um die akustischen Information aus dem berechneten Strömungsfeld herauszulösen wird ein Kopplungsverfahren zur Modenanalyse eingesetzt (Ovenden und Rienstra [87]). Durch den Übergang auf ein akustisches Modell kann das numerische Verfahren sehr effizient dort eingesetzt werden, wo es aufgrund der komplexen Strömungsverhältnisse notwendig ist, nämlich hier im unmittelbaren Nahbereich des Gebläses. Im Bereich der Schallausbreitung (Einlauf, Düse) kann dann auf ein vereinfachtes und damit leichter zu lösendes, akustisches Modell zurückgegriffen werden.

Da das numerische Verfahren TRACE bisher ausschließlich auf rein strömungsmechanische Problemstellungen angewendet wurde, wird in Kapitel 3 zunächst dessen Anwendbarkeit auf aeroakustische Fragestellungen untersucht. Damit lässt sich der Einsatz des Verfahrens für aku-

stische Anwendungen im Hinblick auf die numerischen Parameter (Netzpunktzahl, Randbedingungen etc.) optimieren.

Die Weiterentwicklung des numerischen Verfahrens zur Behandlung beliebiger Schaufelzahlverhältnisse in der Turbomaschine und dessen umfangreiche Überprüfung ist Gegenstand von Kapitel 4. Die Theorie versetzt-periodischer Randbedingungen wird dort entwickelt und im Rahmen der Integration in das numerische Verfahren werden Möglichkeiten zur Konvergenzbeschleunigung erarbeitet. Die Validierung der Verfahrensentwicklung erfolgt dabei an mehreren Beispielen steigender Komplexität, mit einer sowohl rein numerisch motivierten als auch nah einer nach am Experiment vollzogenen Überprüfung. Die neuartigen Randbedingungen erlauben grundsätzlich die Reduzierung des Rechengebietes auf jeweils ein Schaufelsegment - im Gegensatz zur Vernetzung mehrerer Schaufelpassagen oder im Extremfall des vollen Schaufelkranzes - und führen so zu einer deutlichen Effizienzsteigerung des Verfahrens bei zeitgenauen Untersuchungen.

In Kapitel 5 folgt schließlich die Anwendungsdemonstration aller erarbeiteten Grundlagen und Methoden durch die Berechnung und Analyse des akustischen Nahfeldes einer vermessenen Fanstufe. Die versetzt-periodischen Randbedingungen erlauben dabei die Abbildung des originalen Schaufelzahlverhältnisses von 26:58 um ermöglichen so die realitätsnahe Abbildung der Stufengeometrie bei einer sehr hohen örtlichen Auflösung je eines Segments. Die im Rahmen der Arbeit realisierte Ankopplung an ein akustisches Verfahren zur Modenanalyse wird dort ebenfalls demonstriert. Die Plausibilität der numerischen Daten soll durch einen Vergleich mit experimentellen Daten, die im Gehäuse des Nebenstroms aufgenommen wurden, belegt werden.

Zum Abschluss der Arbeit werden in Kapitel 6 zwei unterschiedliche Statoren mit vergleichbaren aerodynamischen Eigenschaften im Hinblick auf die Schallemission des gesamten Gebläses beurteilt. Dazu wird das emittierte tonale Schallfeld eines geraden mit dem eines in Strömungsrichtung nach hinten gelehten Leitrades verglichen. Die Simulationsdaten werden dazu genutzt, die Unterschiede im Strömungsfeld beider Konfigurationen detailliert herauszuarbeiten und letztlich die Ursachen der veränderten Schallemission zu analysieren. Die Untersuchungen tragen damit zum besseren Verständnis der physikalischen Mechanismen der Geräuschreduktion unterschiedlicher Leitradgeometrien bei.

Der im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewählte Ansatz ist, zusammen mit den Schallquellen im Triebwerk, in Abb. 1.1 zusammengefasst.

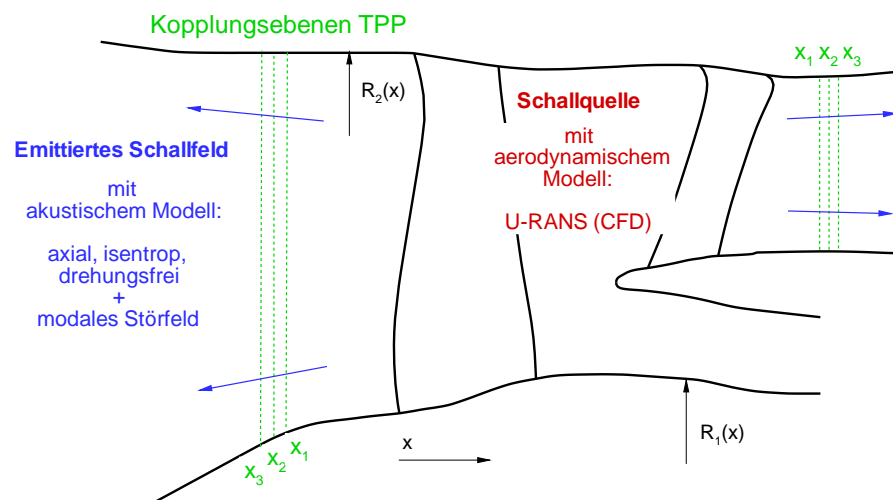


**Abbildung 1.1:** Geräuschquellen am Triebwerk und gewählter Simulationsansatz



## 2 Grundgleichungen der physikalischen Modelle

Im Rahmen der Arbeit werden zwei unterschiedliche physikalische Modelle benutzt. Für die Analyse der Schallentstehung in der Quellregion kommt ein allgemeines Strömungsmodell basierend auf den Navier-Stokes Gleichungen zum Einsatz. Die Schallausbreitung im weiteren Verlauf des Strömungskanal lässt sich mit einem vereinfachten akustischen Modell weitaus effizienter behandeln (numerisch sowie analytisch), sodass für diesen Bereich ein aus dem allgemeinen Strömungsmodell abgeleitetes, akustisches Modell zum Einsatz kommt.



**Abbildung 2.1:** Typische Bereiche des akustischen und des aerodynamischen Modells am Beispiel einer Fanstufenkonfiguration mit Rotor und Austrittsleitrad

Im Folgenden werden die Grundgleichungen beider Modelle aufgeführt, begonnen wird zunächst mit der Beschreibung des aerodynamischen Modells, welches dann durch stetige Vereinfachungen in das akustische Modell übergeht. In weiterführenden Überlegungen soll dann die Schallausbreitung einer gegebenen Druckstörung zunächst in der Ebene betrachtet werden. Aufbauend auf dieser Theorie werden dabei im weiteren Verlauf der Arbeit Studien zur ebenen Schallausbreitung mit dem verwendeten numerischen Verfahren durchgeführt (s. Kapitel 3.2.1). Anschließend erfolgt die Erweiterung der Theorie auf den für die Turbomaschine relevanten zylindrischen Strömungskanal. Zum Abschluss wird das in der Turbomaschine entstehende Schallfeld näher beschrieben und in den Kontext der vorherigen Überlegungen zur Schallausbreitung eingeordnet.

Der Kopplung des aerodynamischen mit dem akustischen Modell, und damit der Überführung der aerodynamischen Daten in eine akustische Form kommt eine wichtige Bedeutung zu. Die Vorgehensweise und Notwendigkeit dieser Kopplung wird im letzten Abschnitt dieses Kapitels näher erläutert. Die Bereiche beider eingesetzten Modelle und typische Kopplungsebenen sind in Abb. 2.1 dargestellt.

## 2.1 Aerodynamisches Modell

Formuliert man die physikalischen Grundprinzipien der Massen-, Impuls- und Energieerhaltung in mathematischer Form an einem Volumenelement endlicher Ausdehnung, so ergibt sich folgendes System partieller Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j}(p \delta_{ij}) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial e_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(e_t v_j) = \frac{\partial}{\partial x_j}[(-p \delta_{ij} + \tau_{ij})v_i] - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (2.3)$$

Darin bezeichnet  $x_i = [x, y, z]^T$  den Ortsvektor,  $t$  die Zeit und  $v_i = [u, v, w]^T$  den Geschwindigkeitsvektor. Über gleiche Indices wird aufsummiert. Grundsätzlich gilt die übliche Aufspaltung des Lösungsvektors in Störgrößen und einen zeitlich gemittelten Strömungszustand

$$[v_i, \rho, p, e]^T = [\bar{v}_i, \bar{\rho}, \bar{p}, \bar{e}]^T + [v'_i, \rho', p', e']^T.$$

Die Lösung des Gleichungssystems 2.1-2.3 führt, zusammen mit der Formulierung geeigneter Randbedingungen, zur Kenntnis des Strömungszustandes  $u(x_i, t) = [\rho, \rho v_i, e_t]^T$  im gesamten, dreidimensionalen Strömungsfeld. Die Strömung kann dabei kompressibel und reibungsbehaftet, sowohl laminar, turbulent als auch transitionell sein und dem System kann Energie zu- und abgeführt werden. Chemische Reaktionen werden ausgeschlossen.

Das Gleichungssystem wird mit der in diesem Zusammenhang üblichen Annahme eines idealen und kalorisch perfekten Gases geschlossen. Diese Schließungsannahmen sind im folgenden Gleichungssystem 2.4 zusammengefasst:

$$\begin{aligned} p &= \rho R T \\ e &= c_v T \\ h &= c_p T \end{aligned} \quad (2.4)$$

Zur numerischen Lösung werden die Differentiale des Gleichungssystems 2.1-2.3 in endliche Differenzen überführt. Eine räumliche Diskretisierung zur Erfassung aller Längenskalen führt bei realistischen Problemstellungen zu immensen Netzkpunktzahlen (und damit zu derzeit nicht praktikablen Rechenzeiten). Deshalb sind weitere Vereinfachungen erforderlich. Eine übliche Vorgehensweise besteht in einer zeitlichen Mittelung der Gleichungen 2.1-2.3 nach Reynolds bzw. Favre. Die sich durch die Zeitmittelung ergebenden zusätzlichen Terme erfordern weitere Schließungsannahmen, denen in Form eines Turbulenzmodells Rechnung getragen wird. Dieser, durch die Abkürzung U-RANS zusammengefasste Ansatz, bildet die Grundlage des im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten, numerischen Verfahrens. Einzelheiten zu diesem Verfahren werden in Kapitel 3 aufgeführt.



## 2.2 Akustisches Modell

Bei der Beschreibung aeroakustischer Phänomene sind im Allgemeinen zwei physikalische Prozesse von vorrangigem Interesse. Zum Einen die reine Ausbreitung kleiner Druckstörungen, die vom Beobachter als Schall wahrgenommen werden, zum Anderen die Entstehung dieses zeitlich variierenden Druckfeldes, die oft in einem örtlich begrenzten Bereich, der Quellregion stattfindet. Beide Prozesse werden grundsätzlich durch die Navier-Stokes Gleichungen in der oben aufgeführten Form 2.1-2.3 wiedergegeben. Oft ist jedoch nur die reine Schallausbreitung (d.h. die isentrope Ausbreitung sehr kleiner Druckstörungen) von Interesse; mit dieser Annahme lassen sich die allgemein formulierten Navier-Stokes Gleichungen vereinfachen, beispielsweise durch eine Linearisierung.

Eine andere Möglichkeit der Trennung zwischen Schallausbreitung und -entstehung besteht in einer - zunächst eher formalen - Umstellung der Massen- und Impulsgleichungen. Um beide Gleichungen zusammenzufassen bildet man die Divergenz der Impulsgleichung in konservativer Form 2.2 und subtrahiert die zeitliche Ableitung der Kontinuitätsgleichung 2.1:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j - \tau_{ij})$$

Um die Wellengleichung für den Druck zu erhalten, addiert man den Term  $(a_0^{-2} \partial^2 p / \partial t^2 - \partial^2 \rho / \partial t^2)$  auf beiden Seiten der obigen Gleichung:

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j - \tau_{ij}) + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (p - a_0^2 \rho) \quad (2.5)$$

Lighthill [75] formulierte diese, nach ihm benannte Gleichung dabei ursprünglich für die Dichte:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.6)$$

und führte den, ebenfalls nach ihm benannten, Spannungstensor ein:

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - \tau_{ij} + (p - a_0^2 \rho) \delta_{ij} \quad (2.7)$$

Da der Druck eine Größe ist, die im Rahmen von experimentellen Untersuchungen wesentlich einfacher zu bestimmen ist als die Dichte bauen alle weiteren Überlegungen auf der inhomogenen Wellengleichung für den Druck auf:

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = q \quad (2.8)$$

Darin wird die Quelle  $q$  definiert als:

$$q = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [\rho v_i v_j - \tau_{ij}] - \frac{\partial^2}{\partial t^2} [(\rho - \frac{p}{a_0^2}) \delta_{ij}] \quad (2.9)$$

Die Möglichkeit der Lösung konkreter akustischer Fragestellungen ergibt sich nun durch eine Interpretation der in Gleichung 2.8 auftretenden Terme. Man unterscheidet dabei zwischen der isentropen Ausbreitung des Druckes bzw. der Druckstörungen in einem ansonsten ruhenden Medium und der Beschreibung einer akustischen Quelle  $q$ . Die Ausbreitung wird durch die homogene Wellengleichung, d.h. durch die linke Seite von Gleichung 2.8 mit  $q = 0$  wiedergegeben. Die akustische Quelle wird durch die rechte Seite von Gleichung 2.8 zusammengefasst. Die Quellregion ist dabei örtlich begrenzt und in eine ruhende Umgebung eingebettet. Sie ist gekennzeichnet durch turbulente und deterministische Geschwindigkeitsschwankungen, so dass die Terme auf der rechten Seite von Gleichung 2.8 nicht verschwinden, bzw. die Fluktuationen quadratisch groß sind gegenüber den Werten der ruhenden Umgebung.

Anhand von Gleichung 2.9 lassen sich die grundlegenden physikalischen Mechanismen benennen, die bei der Entstehung eines akustischen Feldes eine Rolle spielen. Zum einen sind dies die nichtlinearen, konvektiven Kräfte, die durch den Tensor  $\rho v_i v_j$  beschrieben werden und direkt mit (turbulenten) Geschwindigkeitsschwankungen in Verbindung gebracht werden können. Der Einfluss viskoser Kräfte, berücksichtigt durch den Spannungstensor  $\tau_{ij}$  ist insbesondere im Bereich hoher Reynoldszahlen klein im Vergleich zu den Geschwindigkeitsschwankungen und wird daher oft vernachlässigt [83]. Der dritte Term in Gleichung 2.9  $[(\rho - \frac{p}{a_0^2})\delta_{ij}]$  spiegelt Abweichungen von einem isentropen Verhalten wieder, die z.B. bei Verbrennungsprozessen oder Wärmeübertragungsprozessen auftreten.

Im Gegensatz zu einer eher mathematisch orientierten Interpretation der Quellterme lassen sich einfache technische Vorgänge konstruieren, die die charakteristischen Eigenschaften unterschiedlicher akustischer Quellen wiedergeben. Dies führt zu einer sehr anschaulichen Deutung der akustischen Quellmechanismen als Monopol, Dipol und Quadrupol. Als Beispiel für einen akustischen Monopol ist in der Abb. 2.2 ein instationärer (pulsierender) *jet* dargestellt, bei dem der Düsendurchmesser klein gegenüber der Wellenlänge der Störung ist ( $r_0 \rightarrow 0$  in Abbildung 2.2). Durch die Überlagerung zweier Monopole lässt sich ein akustischer Dipol konstruieren, vergleichbar mit der zeitabhängigen Belastung eines umströmten, schwingenden Profils. Der Quadrupol, konstruiert durch die geeignete Anordnung zweier Dipole, ist vergleichbar mit einem durch turbulente Geschwindigkeitsschwankungen verursachten Druckfeld. Diese elementaren Quellen lassen sich beliebig überlagern. Der akustische Druck im Fernfeld - das Fernfeld ist in diesem Zusammenhang dadurch gekennzeichnet, dass der Abstand zwischen Beobachter und Quelle groß im Vergleich zur Wellenlänge der Störungen ist - lässt sich als Summe der Anteile der einzelnen Quellen niederschreiben:

$$p'(x_i, t) = p'_{Quadrupol} + p'_{Dipol} + p'_{Monopol} \quad (2.10)$$

Darin bezeichnet  $x_i$  den Ortsvektor zu einem ruhenden Beobachter. Für eine bekannte Quelle  $q$  ist es damit möglich, die Druckstörung im Fernfeld durch Lösen von Gleichung 2.8 zu ermitteln. Diese Lösung basiert dabei einerseits auf der Kenntnis der Quelle  $q$ , andererseits auf der Beschreibung der Umgebung der Quelle (geometrisch und strömungsmechanisch), falls diese nicht in eine ansonsten ruhende Umgebung eingebettet ist. Gerade diese, die Geometrie beschreibenden Funktionen sind auf analytischem Wege oft sehr schwer zu ermitteln.

Zahlreiche Erweiterungen bzw. Umstellungen der Lighthill-Gleichung lassen sich für unterschiedliche Problemstellungen formulieren. Die Berücksichtigung einer mittleren Grundströmung (im Gegensatz zu einer ruhenden Umgebung) führt zu einer konvektiven Form von Gleichung 2.8. Ffowcs Williams und Hawkings [37] erweiterten die Analogie um die Berücksichtigung von Effekten beliebig bewegter, fester Körper und schufen damit die Grundlage für viele, heute noch eingesetzte, analytische Verfahren. Die verschiedenen Erweiterungen und Formulierungen können der jeweiligen Fachliteratur entnommen werden, an dieser Stelle seien nur einige der unzähligen Quellen zu diesem Thema aufgeführt [83, 94, 126, 127, 24].

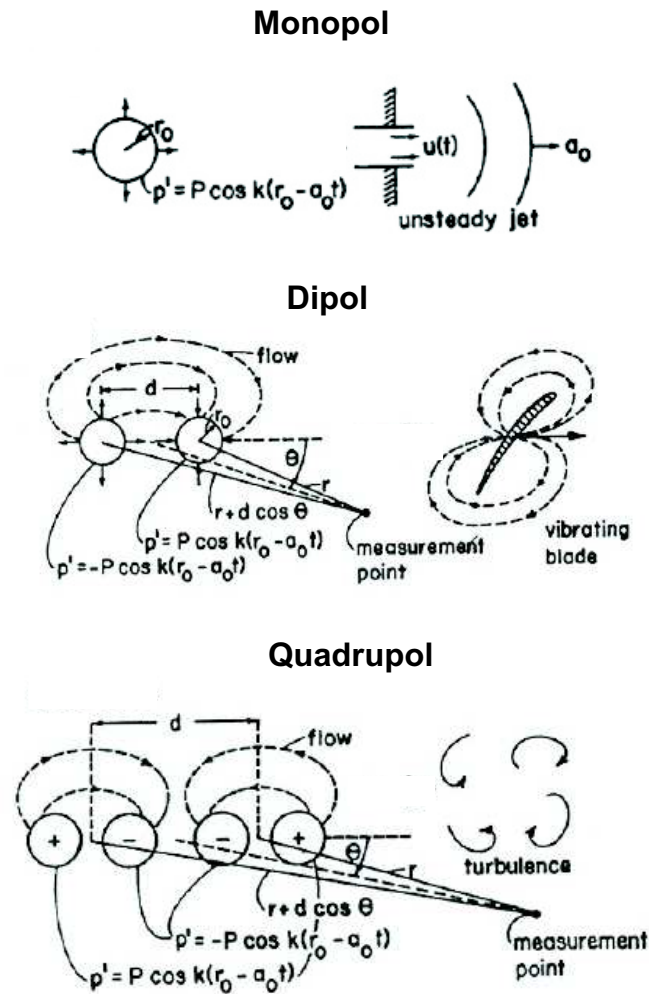


Abbildung 2.2: Elementare akustische Quellen und physikalische Entsprechung [5]

### 2.2.1 Schallausbreitung in der Ebene

Im Folgenden wird die Ausbreitung einer ebenen, harmonischen Druckstörung betrachtet. Diese Störung sei aufgeprägt und habe die Form  $p'(t) = \hat{p}e^{i\omega t}$ , mit der Frequenz der Störung  $f = \omega/2\pi$ . Ein Beispiel dafür ist das potentialtheoretische Druckfeld eines beliebigen umströmten Körpers (z.B. eines Schaufelgitters, s. nebenstehende Abbildung), das sich in  $y$ -Richtung translatorisch bewegt. Ein ortsfester Beobachter (beispielsweise unmittelbar stromauf des Gitters) nimmt einen zeitlich variierenden Druck  $p'(t)$  wahr, der in seine harmonischen Anteile zerlegt werden kann. Um die weitere Ausbreitung dieser harmonischen Störung zu beschreiben überführt man Gleichung 2.8 zunächst in eine konvektive Form und betrachtet lediglich den homogenen Teil, d.h.  $q = 0$ .

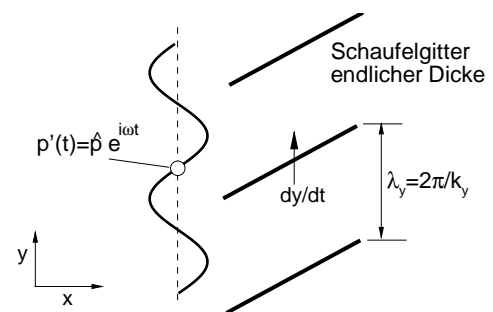


Abbildung 2.3: Harmonische Druckstörung stromauf eines umströmten Gitters endlicher Dicke

In gleicher Weise wie bei einer Linearisierung ergibt sich die Annahme kleiner Druckstörungen, die sich isentrop fortpflanzen und einer konstanten Grundströmung überlagert werden.

Dieser Zusammenhang lässt sich durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$\frac{1}{\bar{a}^2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right]^2 p' - \left( \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (2.11)$$

Diese Differentialgleichung ist durch Trennung der Variablen mit einem Ansatz der Form

$$p'(x, y, t) = X(x)Y(y)T(t)$$

lösbar, wobei  $T(t)$  den bekannten, zeitharmonischen Anteil  $p'(t) = \hat{p}e^{i\omega t}$  darstellt. Eine allgemeine Lösung lässt sich in der Form aufstellen:

$$p'(x, y, t) = \hat{p}e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)}. \quad (2.12)$$

Darin sind  $k_x$  und  $k_y$  die Wellenzahlen in der entsprechenden Achsrichtung. Für die Wellenzahl  $k$  gilt definitionsgemäß die Beziehung

$$k = 2\pi/\lambda \quad (2.13)$$

mit der Wellenlänge der Druckstörung  $\lambda$ .

In  $y$ -Richtung formuliert man eine geeignete Periodizitätsbedingung  $p'(y) = p'(y + \lambda)$ , die erfüllt ist durch die Beziehung

$$k_{yn} = \frac{2\pi n}{\lambda}.$$

Damit betrachtet man eine beliebige Harmonische  $n$  einer Störung mit der Wellenlänge  $\lambda$ .

Als Lösung ergibt sich schließlich die so genannte Dispersionsbeziehung, die den Zusammenhang zwischen den Wellenzahlen ausdrückt, zu

$$k_x^2 + k_y^2 = [k - \bar{M}k_x]^2 \quad (2.14)$$

Für die axiale Wellenzahl  $k_x$  ergibt sich die Bestimmungsgleichung

$$k_x^\pm = -\frac{k\bar{M}}{1 - \bar{M}^2} \pm \frac{1}{1 - \bar{M}^2} \sqrt{k^2 - k_{yn}^2(1 - \bar{M}^2)}. \quad (2.15)$$

Darin bezeichnet  $k_x^+$  die axiale Wellenzahl der stromauf laufenden Welle (in diesem Fall gegen die Strömungsrichtung) und  $k_x^-$  die axiale Wellenzahl einer stromab laufenden Druckstörung. In der obigen Gleichung kann der Term unterhalb der Wurzel auch negativ werden, d.h. die axiale Wellenzahl  $k_x$  wird komplex. Gleichung 2.12 beschreibt dann eine gedämpfte Schwingung. Die Amplitude fällt exponentiell mit der axialen Position ab, eine solche Störung ist über längere Distanzen nicht ausbreitungsfähig. Ist  $k_x$  reell, beschreibt Gleichung 2.12 eine harmonische Druckstörung, die sich mit konstanter Amplitude ausbreitet. Überführt man diesen Zusammenhang in eine geeignete mathematische Schreibweise (eine anschauliche Darstellung wird in Kapitel 2.2.3 gegeben), so erhält man die Bedingung für die Ausbreitungsfähigkeit einer Druckstörung mit der Kreisfrequenz  $\omega$  in einem mit der mittleren Machzahl  $\bar{M} = \bar{u}/\bar{a}$  strömenden Medium:

$$\omega > \bar{a}k_{yn}\sqrt{1 - \bar{M}^2}. \quad (2.16)$$

Führt man das so genannte *cutoff*-Verhältnis ein, welches das Verhältnis der aufgeprägten zu der Frequenz wiedergibt, die nötig ist, damit sich die Störung ungedämpft ausbreitet

$$\xi = \frac{\omega}{\underbrace{\bar{a}k_{yn}\sqrt{1-\bar{M}^2}}_{\omega_{cutoff}}}$$

so erhält man durch Einsetzen der obigen Beziehung in Gleichung 2.15 und unter Ausnutzung des fundamentalen Zusammenhangs  $\omega = kc$  eine andere Gleichung zur Beschreibung der axialen Wellenzahl, abhängig vom *cutoff*-Verhältnis und der Wellenzahl in  $y$ -Richtung:

$$k_x = k_{yn} \frac{-\bar{M}\xi \pm \sqrt{\xi^2 - 1}}{\sqrt{1 - \bar{M}^2}}. \quad (2.17)$$

Abschließend soll an dieser Stelle die Definition des Schalldruckpegels einer allgemeinen, harmonischen Druckstörung  $p'(x_i, k_{yn}, \omega)$  erfolgen:

$$\text{SPL} = 10\text{dB} \log \left( \frac{p_{RMS}^2}{p_{ref}^2} \right) \quad (2.18)$$

Darin ist  $p_{RMS}$  der RMS-Wert der Druckstörung und  $p_{ref} = 20 \mu\text{Pa}$  ein definierter Referenzdruck. Zwischen dem RMS-Wert und der Amplitude einer harmonischen Störung gilt der Zusammenhang  $p_{RMS} = \hat{p}/\sqrt{2}$ .

Üblicherweise erfolgt auch die Angabe der Schalleistung in logarithmischer Schreibweise, man definiert diese zu

$$\text{PWL} = 10\text{dB} \log \left( \frac{W}{W_{ref}} \right). \quad (2.19)$$

Darin ist  $W_{ref} = 10^{-12} \text{ W}$  eine definierte Referenzleistung. Die Berechnung der Schalleistung ist prinzipiell nicht unproblematisch, da sie die Ableitung einer Größe zweiter Ordnung mit Hilfe eines linearisierten Modells erfordert. Einzelheiten und weiterführende Literaturhinweise dazu sind beispielsweise in [88] aufgeführt.

## 2.2.2 Schallausbreitung in zylindrischen Kanälen

Turbomaschinen sind üblicherweise in zylindrische Gehäuse integriert. Deshalb soll in einem nächsten Schritt, aufbauend auf den im vorigen Abschnitt dargestellten Grundlagen, die Theorie der Schallausbreitung in zylindrischen Strömungskanälen behandelt werden. Lediglich aus Gründen der besseren Übersicht sollen Strömungseffekte zunächst vernachlässigt werden, d.h. alle Vorgänge finden in einer ruhenden Umgebung statt. Die Berücksichtigung einer mittleren Grundströmung erfolgt in einem weiteren Schritt. Aufgrund der Rotationssymmetrie wird ein zylindrisches Koordinatensystem  $x_i = (x, r, \varphi)^T$  verwendet (vgl. Abbildung 2.4).

### Schallausbreitung in zylindrischen Kanälen ohne Strömung und Temperaturgradienten

Den Ausgangspunkt bildet wiederum die homogene Wellengleichung 2.8, formuliert für ein zylindrisches Koordinatensystem. Eine allgemeine Lösung für die Druckstörung  $p'(x, r, \varphi)$  lautet in Analogie zum ebenen Problem

$$p'(x, r, \varphi, t) = X(x)R(r)\Phi(\varphi)T(t).$$

Auch hier soll eine vorgegebene, zeitlich harmonische Druckstörung der Form  $T(t) = e^{i\omega t}$  vorliegen, wie beispielsweise durch einen isolierten, ummantelten Rotor induziert. Die Vorgabe einer Periodizitätsbedingung in Umfangsrichtung  $\varphi$  erfolgt ebenfalls in Analogie zum ebenen Problem (dort in  $y$ -Richtung). Aus dieser Periodizitätsbedingung folgt

$$\Phi(\varphi) = e^{-im\varphi}.$$

Hierin kennzeichnet  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  die Umfangsmodenordnung und  $\mu$  die radiale Modenordnung (s. hierzu Abbildung 2.4). Setzt man diese Zusammenhänge in die homogene Wellengleichung ein, so ergibt sich die allgemeine Lösung durch Aufsummierung aller (linear unabhängigen) Modenanteile  $p_{m\mu}$

$$p'(x, r, \varphi, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} p_{m\mu} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{\mu=0}^{\infty} R(r) [A_{m\mu}^+ e^{i\kappa_{m\mu}x} + A_{m\mu}^- e^{-i\kappa_{m\mu}x}] e^{-im\varphi} e^{i\omega t} \quad (2.20)$$

Der Term  $e^{i\kappa_{m\mu}x}$  beschreibt eine rechtslaufende (in positive  $x$ -Richtung laufende) Welle mit der (modalen) Amplitude  $A_{m\mu}^+$ , dementsprechend beschreibt  $e^{-i\kappa_{m\mu}x}$  eine linkslaufende (in negative  $x$ -Richtung laufende) Welle mit der Amplitude  $A_{m\mu}^-$ .

Es gilt die Dispersionsbeziehung zwischen der axialen Wellenzahl  $\kappa_{m\mu}$  und der radialen Wellenzahl  $\alpha_{m\mu}$

$$\kappa_{m\mu}^2 + \alpha_{m\mu}^2 = k^2. \quad (2.21)$$

Neben der Umfangsmodenordnung  $m$  entsteht eine Struktur in radialer Richtung mit der Modenordnung  $\mu$ . Die Funktion  $R(r)$  beschreibt diese radiale Struktur der entsprechenden Mode  $(m, \mu)$  und ergibt sich zu

$$R(r) = J_m(\alpha_{m\mu}r) + Q_m Y_m(\alpha_{m\mu}r).$$

Darin sind  $J_m$  und  $Y_m$  Besselfunktionen erster und zweiter Art der Ordnung  $m$ . Die radialen Eigenwerte  $j'(m, \mu) = \alpha_{m\mu}r$  (hier der Einfachheit halber für einen Strömungskanal ohne inneren Zylinder, d.h.  $R_1 = 0$ , angegeben) und der Wert für  $Q_m$  werden durch geeignete Randbedingungen an den Kanalwänden und durch das Radienverhältnis bestimmt. Als Randbedingung für schallharte Wände ergibt sich die Forderung nach verschwindender akustischer Geschwindigkeit und damit

$$\left[ \frac{\partial p'}{\partial r} = 0 \right]_{r=R_2}.$$

Die Bedingung lässt sich direkt aus den linearisierten Euler-Gleichungen für einen konstanten Radius mit verschwindender Strömungsgeschwindigkeit in Wandnormalenrichtung ableiten.

Zur genauen Definition des Begriffes schallhart und der sich daraus ergebenden Randbedingungen ist dabei die Einführung einer akustischen Impedanz erforderlich. Dies wird beispielsweise von Rienstra [94] umfangreich erläutert.

Zur Bestimmung der Eigenwerte erhält man für den zylindrischen Kanal ( $R_1 = 0$ ) die Gleichung

$$J'_m(\alpha_{m\mu} R_2) = 0. \quad (2.22)$$

Für jede Umfangsmodenordnung  $m$  gibt es unendlich viele Lösungen für die obige Gleichung 2.22. Dies ist der Grund für die Aufsummierung über unendlich viele, radiale Wellenzahlen  $\alpha_{m\mu}$  in Gleichung 2.20. Die Lösungen von Gleichung 2.22, d.h. die Eigenwerte  $j'(m, \mu)$ , sind beispielsweise von Abramowitz und Stegun [1] in tabellarischer Form aufgeführt.

Während die radialen Eigenwerte stets positiv und reel sind, können nach Gleichung 2.21 die axialen Wellenzahlen  $\kappa_{m\mu}$  auch komplex sein. Dies führt, in gleicher Weise wie beim ebenen Problem, zu einem exponentiellen Abfall der Amplitude entlang der Achse. Damit kann für den Fall eines zylindrischen Strömungskanals ohne Strömung ebenfalls eine Bedingung für die Ausbreitungsfähigkeit einer Druckstörung in folgender Form angegeben werden (*cutoff-Kriterium*):

$$\omega > a_0 \alpha_{m\mu} \quad (2.23)$$

Die oben beschriebene, modale Betrachtung eines akustischen Feldes erlaubt eine sehr kompakte und anschauliche Beschreibung eines komplexen, dreidimensionalen und zeitabhängigen Druckfeldes durch die Zerlegung in Elementarwellen in den drei unabhängigen Koordinatenrichtungen. Prinzipiell ist dieses Feld durch die Angabe der Umfangsmodenordnung  $m$  und aller relevanten Eigenwerte  $\kappa_{m\mu}$  bzw.  $\alpha_{m\mu}$  für eine Frequenz vollständig definiert.

Die modale Struktur eines akustischen Feldes ist in Abb. 2.4 noch einmal verdeutlicht. Beispielhaft für die (beliebig gewählte) Mode  $(m, \mu) = (8, 3)$  sieht man zunächst ein Druckmuster in Umfangsrichtung entsprechend  $m = 8$ , welches mit der Frequenz  $\omega$  um die  $x$ -Achse rotiert und insgesamt acht Minima und acht Maxima aufweist (wie beispielsweise durch das Potentialfeld eines Rotors mit der Drehfrequenz  $\omega$  und der Schaufelzahl  $m$  verursacht). Trägt man die Funktion  $R(r)$  über dem Kanalradius auf (Abb. 2.4, ganz rechts), so ergibt sich für  $\mu = 3$  bei einem Radienverhältnis von  $R_1/R_2 = 0.5$  der dargestellte Verlauf des akustischen Druckes in radialer Richtung mit einer seiner Modenordnung entsprechenden Anzahl von Nulldurchgängen (hier drei). In axialer Richtung ist aus Gründen der besseren Übersicht lediglich eine Welle dargestellt, entsprechend den obigen Erklärungen kann sich diese aus einem stromauf laufenden und einem stromab laufenden Teil zusammensetzen (Abbildung 2.4, links).

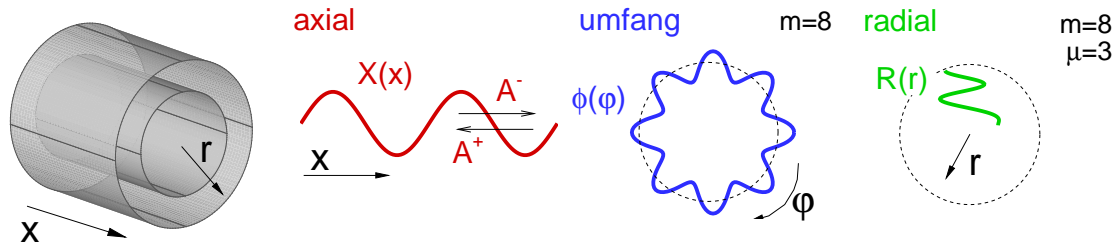


Abbildung 2.4: Kanalmoden im zylindrischen Strömungskanal

### Schallausbreitung in zylindrischen Kanälen mit Strömung

Bei der bisherigen Darstellung des akustischen Modells wurde angenommen, dass sich die Druckstörungen in einem ruhenden Medium ausbreiten. In einem weiteren Schritt soll der Einfluss einer mittleren Strömung diskutiert werden. Diese Strömung sei isentrop, axial und drehungsfrei. Diese Annahme ist idealerweise sicherlich zutreffend im Triebwerkseinlauf, also in der Zuströmung zum Gebläse. Nimmt man an, dass das Leitrad in erster Linie den Drall vollständig aus der Strömung heraus nehmen soll, so ist die getroffene Annahme auch hinter dem Leitrad eines Gebläses in erster Näherung zulässig (zumindest nahe des Auslegungspunktes).

Betrachtet man wie im vorangegangenen Abschnitt einen zylindrischen Kanal mit einem konstanten Querschnitt und damit einer konstanten mittleren Strömung, so lässt sich die Schallausbreitung mit der, dort für die Ebene formulierten, konvektiven Wellengleichung 2.11 beschreiben. Diese lässt sich analog zur oben beschriebenen Vorgehensweise mit einem einfachen Separationsansatz lösen. Die modale Struktur bleibt in Umfangsrichtung und in radialer Richtung vollständig erhalten und kann in gleicher Weise durch Gleichung 2.20 beschrieben werden. Bei der Frage nach der Ausbreitungsfähigkeit der Druckstörungen spielt nun die Differenzgeschwindigkeit zwischen der Strömung und der Druckstörung die entscheidende Rolle. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit in axialer Richtung wird dabei durch die Konvektionsgeschwindigkeit der Strömung verändert. Letztlich ergibt sich die Dispersionsbeziehung unter Einbeziehung einer mittleren Grundströmung zu

$$\alpha_{m\mu}^2 + \kappa_{m\mu}^2 = (k - \bar{M}\kappa_{m\mu})^2. \quad (2.24)$$

Eine detaillierte Darstellung und Herleitung der Gleichungen wird zum Beispiel von Rienstra [94] gegeben. Die radialen Eigenwerte lassen sich wiederum mit geeigneten Randbedingungen für eine gegebene Kanalgeometrie bestimmen.

Auch die Annahme konstanter Radien und damit einer konstanten Machzahl im gesamten Strömungskanal ist für die axiale Turbomaschine eine unzulässige Näherung. Um diese Einschränkung aufzuheben formuliert man das oben beschriebene Modell in Abhängigkeit von der axialen Lauflänge  $x$  beziehungsweise einer Größe  $x' = \epsilon x$  mit  $\epsilon \ll (x, r)$ . Massen- und Impulserhaltung vereinfachen sich mit den oben getroffenen Annahmen zu

$$\bar{\rho}(x')\bar{c}(x')A(x') = \dot{m} = \text{konstant} \quad (2.25)$$

$$\frac{\bar{c}(x')^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\bar{p}(x')^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = E = \text{konstant} \quad (2.26)$$

Damit lässt sich die mittlere Grundströmung abschnittsweise bestimmen. Dieser wird, wiederum abschnittsweise, das Störfeld überlagert. Ändern sich die inneren und äußeren Düsendurchmesser nur geringfügig, dann lässt sich ein bekanntes Schallfeld über längere axiale Distanzen *ausbreiten*, in dem sich auch das akustische Feld an die jeweils neu berechnete Grundströmung nach Gleichung 2.25-2.26 anpasst. Dazu werden die modalen Amplituden jeweils skaliert, eine Kopplung der einzelnen radialen Moden soll nicht bestehen. Die Modenstruktur bleibt entlang der Achse erhalten, obwohl einzelne, anfangs ausbreitungsfähige Moden, aufgrund der veränderten Geometrie zu nicht ausbreitungsfähigen Moden werden können (oder umgekehrt). Eine Herleitung und Beschreibung der Theorie der so genannten *slowly varying modes* wird von Rienstra u.a. in [93, 126] beschrieben.



Bei diesem theoretischen Ansatz bleiben Reflexionen des Schallfeldes an den Kanalenden unberücksichtigt. Diese Reflexionen können prinzipiell durch den Einsatz von CAA-Verfahren für die Berechnung der Schallausbreitung im geschlossenen Strömungskanal erfasst werden. Von Zhang et al. [139] durchgeführte Vergleichsrechnungen mit einem solchem numerischen Verfahren ergaben im Nebenstrom einer generischen Düsengeometrie innerhalb des Strömungskanals eine sehr gute Übereinstimmung mit den analytischen Lösung. Abweichungen ergaben sich lediglich in unmittelbarer Nähe des Düsenaustritts. Ähnliche Vergleiche wurden von Li et al. [74] im Triebwerkseinlauf angestellt. Auch dort zeigte sich, abhängig von der Frequenz und der Wellenzahl, eine prinzipiell gute Übereinstimmung, wobei die verschiedenen modellinhärenten Unterschiede in den Vergleichen deutlich wurden (Reflexionen an den Düsenenden, über dem Querschnitt nicht einheitliche Grundströmung, *cuton-cutoff* Transition etc.).

Analytische Methoden sind im Vergleich zu den numerischen Methoden zur Schallausbreitung dabei sehr kostengünstig und liefern Ergebnisse in wenigen Sekunden, die oben aufgeführten Untersuchungen zeigen jedoch klar die Grenzen dieser Methoden auf. Dreidimensionale (d.h. nicht axialsymmetrischen) Kanalgeometrien wie beispielsweise einem gegenüber der Hauptströmungsrichtung geneigten Einlauf können analytisch bereits nicht mehr beschrieben werden und erfordern deshalb den Einsatz eines numerischen Verfahrens. Diese Verfahren erlauben darüber hinaus den Übergang vom geschlossenen Strömungskanal zur Region der reinen Schallabstrahlung ins Fernfeld. CFD-Verfahren sind dabei in der Regel sehr ineffizient und deshalb kaum geeignet für die Berechnung der Schallausbreitung über längere Distanzen (s. hierzu auch Kapitel 3.2.1).

Die Ausbreitungsrechnungen innerhalb des Nebenstroms wurden im Rahmen dieser Arbeit mit einem Verfahren durchgeführt, welches auf der oben beschriebenen Theorie basiert und von der Universität Eindhoven in Form von MATLAB<sup>®</sup>-Routinen verfügbar gemacht wurde. Die Ausbreitungsrechnungen können jeweils für eine Kombination aus Umfangsmodenordnung und Frequenz durchgeführt werden. Das Verfahren erlaubt sowohl die Behandlung schallharter Wände als auch die Vorgabe von Wandimpedanzen und somit die Simulation von akustisch dämpfenden Belägen (so genannten *Linern*) und kann in gleicher Weise im Triebwerkseinlauf ohne Nabenkörper eingesetzt werden.

### 2.2.3 Das akustische Feld in der Turbomaschine

Nachdem die wesentlichen Grundlagen zur Beschreibung eines modalen, akustischen Feldes dargestellt wurden, sollen diese nun in den Kontext der Turbomaschine eingeordnet werden. Die vorangegangenen Überlegungen basierten auf einer vorhandenen Störung mit der Frequenz  $\omega$  und einer Periodizität in Umfangsrichtung. Dabei wurde auf den Ursprung dieser Störung nicht näher eingegangen, dies soll im Folgenden erfolgen. Strömungsprozesse sollen auch hier aus Gründen der besseren Überschaubarkeit der Gleichungen zunächst unberücksichtigt bleiben. Alle Aussagen behalten dabei, wie oben gezeigt, qualitativ ihre Gültigkeit.

## Einzelner Rotor

Zunächst wird ein einzelner Rotor mit Nabenkörper (Radius  $R_1$ ) betrachtet. Der Rotor ist in ein Gehäuse mit dem konstanten Radius  $R_2$  eingebettet und habe  $B$  Schaufeln, die Kreisfrequenz seiner Drehung betrage  $\Omega$  (s. nebenstehende Skizze).

Aufgrund der endlichen Profildicken entsteht im Rotor-system ein zeitlich konstantes Potentialfeld (s. Abb. 2.6, oben). Werden alle Schaufeln als identisch betrachtet, so ergibt sich in Umfangsrichtung ein Druckmuster, welches mit der Anzahl der Rotorblätter  $B$  korreliert. Ein Beobachter im stehenden System erfährt im Nahfeld des Rotors eine Druckschwankung mit der Frequenz  $\omega = B\Omega = 2\pi BPF$ . Dieser zeitabhängige Druckverlauf ist im linken unteren Diagramm der Abb. 2.6 beispielhaft für einen ortsfesten Sensor stromauf des Rotors dargestellt. Die Linearität des akustischen Modells erlaubt nun die Zerlegung des zeitperiodischen Drucksignals in  $n$  harmonische Anteile (Abb. 2.6, rechtes Diagramm). Das Druckfeld in Umfangsrichtung setzt sich dann aus der Überlagerung einzelner Druckmuster mit der Umfangsmodenordnung  $nB$  zusammen, die jeweils mit der Frequenz  $B\Omega$  rotieren und getrennt voneinander betrachtet werden können. Wie in der Abbildung angedeutet, sind üblicherweise die ersten zwei bis drei Harmonischen am stärksten ausgeprägt und damit von vorrangigem Interesse für die Schallabstrahlung.

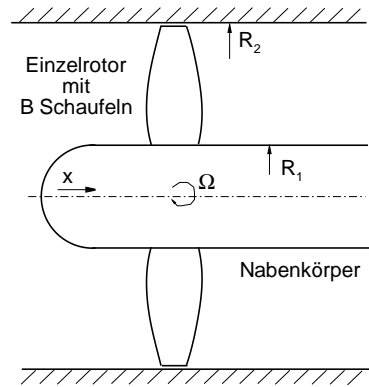


Abbildung 2.5: Einzelner ummantelter Rotor im geschlossenen Strömungskanal

Setzt man die obigen Beziehungen in die Dispersionsbeziehung 2.21 ein, so ergibt sich

$$\kappa_{nB\mu}^2 = \left( \frac{nB\Omega}{a_0} \right)^2 - \alpha_{nB\mu}^2 = \left( \frac{nB\Omega}{a_0} \right)^2 - \left( \frac{j'(nB, \mu)}{r} \right)^2.$$

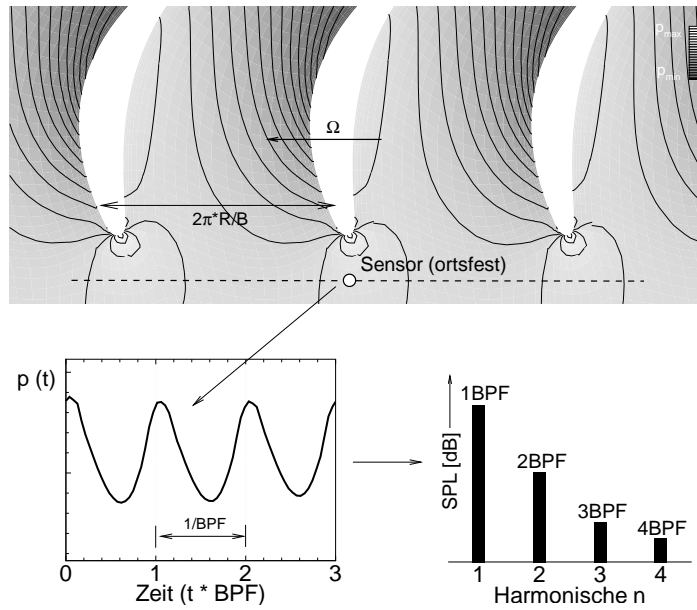
$n = 1, 2, 3, \dots$  kennzeichnet darin die entsprechende Harmonische der Schaufeldurchgangsfrequenz  $B\Omega$ .

Aus Sicht des Auslegungssingenieurs ist es nun interessant zu wissen, unter welchen Umständen das betrachtete Druckfeld ausbreitungsfähig und damit relevant für die Schallausbreitung ins Fernfeld ist. Will man genau diese Ausbreitungsfähigkeit unterdrücken (dies ist gleichzusetzen mit einem exponentiellen Amplitudenabfall entlang der Hauptausbreitungsrichtung), so ergibt sich die Forderung nach subsonischer Blattspitzengeschwindigkeit der (in der Regel sehr dominanten) ersten Harmonischen der Blattfolgefrequenz  $n = 1$

$$M_{tip} = \frac{R_2\Omega}{a_0} < \overbrace{\frac{j'(nB, \mu)}{B}}^{M_{cutoff}} = 1 + \dots \quad (2.27)$$

Die *cutoff*-Machzahl  $M_{cutoff} = j'(m, \mu)/B$  beschreibt darin die helikale Machzahl des Druckmusters, die zur Ausbreitungsfähigkeit notwendig ist. Die tatsächliche Machzahl der Druckstörung in Umfangsrichtung steigt mit größer werdendem Radius, daher wird das obige Kriterium mit dem entsprechenden, maximalen Wert  $M_{tip}$  am Gehäuse mit  $r = R_2$  formuliert. Das an dieser Stelle formal angewandte *cutoff*-Kriterium wird im Folgenden Abschnitt veranschaulicht und dort ebenfalls physikalisch begründet (vgl. Abb. 2.7).

Für die Umfangsmodenordnung  $m = nB$  gelten generell die Faustregeln, je niedriger die Modenordnung  $m$ , desto höher die kritische Machzahl  $M_{cutoff}$ . Große Werte von  $m$  führen zu



**Abbildung 2.6:** Entstehung des tonalen Geräusches eines einzelnen Rotors durch das rotierende Potentialfeld

einem starkem Amplitudenabfall in Achsrichtung. Für das Radienverhältnis von innerem zu äußerem Kanalradius gilt, dass bei steigendem Verhältnis  $R_1/R_2$  die kritische Machzahl abnimmt. Alle obigen Aussagen lassen sich durch den charakteristischen Verlauf der Besselfunktionen mit den entsprechenden Eigenwerten der jeweiligen Kanalgeometrie erklären und sind z.B. in [126] zusammengefasst.

### Rotor-Stator Interaktion

Im Folgenden sollen die Schaufelreihenwechselwirkungen am Beispiel einer isolierten Verdichter- bzw. Gebläsestufe (ein einzelner Rotor mit einem nachfolgenden Stator) betrachtet werden. Neben der gegenseitigen Beeinflussung beider Potentialfelder ist die Hauptursache für die Entstehung eines zeitabhängigen Druckfeldes im stationären System das Auftreffen der viskosen Rotornachläufe auf die Vorderkanten des Stators. Das Geschwindigkeitsdefizit innerhalb des Nachlaufes führt dabei zu einer periodischen Änderung der Statorzuströmung (Inzidenzvariation). Der Staupunkt an der Vorderkante des Stators verschiebt sich (ebenfalls zeitperiodisch) in Richtung der Druckseite des Profils. Dadurch wird eine Druckstörung induziert, die sich idealerweise kreisförmig um die Vorderkante ausbreitet. Dies erfolgt bei unterschiedlichen Schaufelzahlen mit einem Zeitversatz von Schaufel zu Schaufel. Es entsteht ein rotierendes Druckmuster in Umfangsrichtung. Die örtliche Periodizität dieses Musters wird in gewohnter Weise durch die Umfangsmodenordnung  $m$  ausgedrückt, die Anzahl der Statorschaufeln betrage  $V$ . Tyler und Sofrin [120] formulierten diese kinematischen Überlegungen mathematisch, was zu der nach ihnen benannten Regel zur Bestimmung der Umfangsmodenordnung  $m$  eines durch die Rotor/Stator Wechselwirkung entstandenen Druckmusters führt:

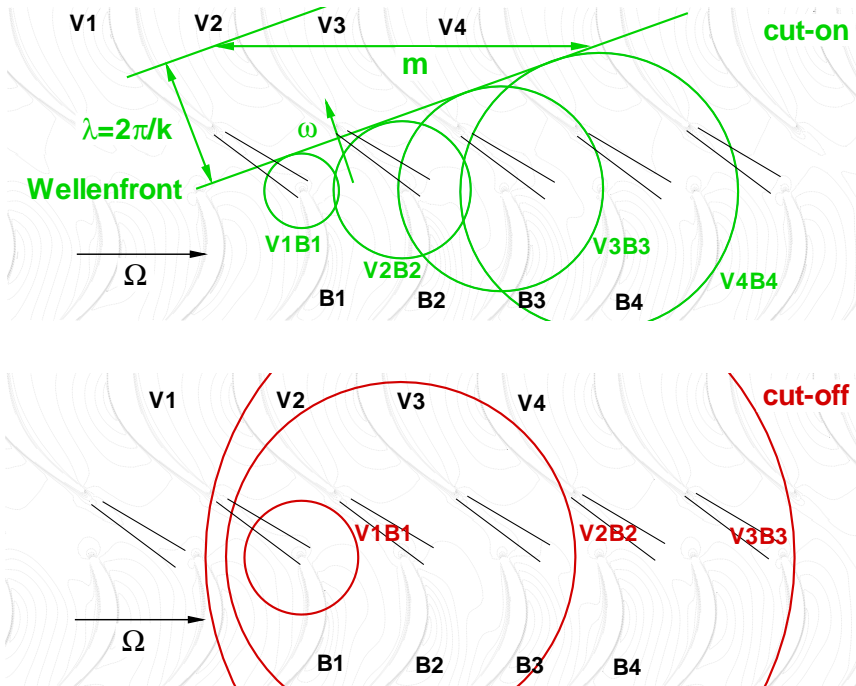
$$m = nB \pm kV \quad (2.28)$$

mit  $n = 1, 2, 3, \dots$  und  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Darin bezeichnen  $n$  und  $k$  beliebige ganzzahlige Vielfache. Die Annahme ist dabei, dass ein einzelner Nachlauf genau eine einzelne Druckstörung hervorruft, Reflexionen an benachbarten Profilen finden keine Berücksichtigung. Die Kreisfrequenz des Druckmusters mit der Umfangsmodenordnung  $m$  beträgt

$$\Omega_{Muster} = \Omega \underbrace{\frac{nB}{nB \pm kV}}_m, \quad (2.29)$$

Ein stehender Beobachter erfährt dabei eine Störung mit der Frequenz  $nBPF$ , d.h. alle im stehenden System auftretenden Frequenzen sind letztlich Vielfache der Schaufeldurchgangsfrequenz des Rotors. Während das Potentialfeld des Rotors zu Umfangsmoden führt, die grundsätzlich mit dem Drehsinn des Laufrades rotieren, können bei der Rotor/Stator Interaktion durch eine entsprechende Überlagerung der einzelnen Störungen auch Druckmuster entstehen, die sich entgegen der Drehrichtung des Rotors bewegen. Positive  $m$  bedeuten dabei eine Rotation des Druckmusters mit der Rotationsrichtung des Rotors, negative  $m$  entgegen der Rotordrehrichtung. Eine weiterführende Darstellung dieser rein kinematischen Zusammenhänge wird beispielsweise von Cumpsty [23] gegeben.

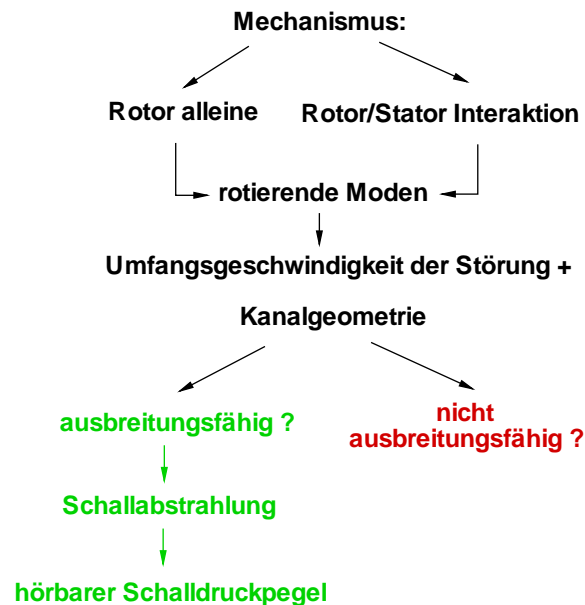


**Abbildung 2.7:** Entstehung ausbreitungsfähiger und nicht-ausbreitungsfähiger Druckstörungen durch Rotor/Stator Interaktion (in Anlehnung an Cumpsty [23])

Aus den obigen Betrachtungen ergibt sich eine sehr anschauliche Deutung des *cutoff*-Phänomens in der Turbomaschine und seiner Formulierung durch Gleichung 2.16. Abbildung 2.7 zeigt im oberen Teil zunächst die Entstehung eines ebenen, ausbreitungsfähigen Druckmusters. Zu sehen sind die einzelnen Elementarwellen um die Vorderkante der Rotors (angedeutet durch grüne Kreise), die durch das Auftreffen der Statornachläufe entstehen. Diese Druckwellen schließen sich stromauf des Rotors zu einer Wellenfront zusammen.  $V1B1$  kennzeichnet darin die Druckstörung, die durch Wechselwirkung des Nachlaufs der Rotorschaukel  $B1$  mit

der Statorschaufel V1 entsteht. Es wird deutlich, dass zur Entstehung dieser Wellenfront eine bestimmte Geschwindigkeit der Störung in Umfangsrichtung (Drehrichtung des Rotors) vorhanden sein muss, die schneller ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckstörung selbst. Ist die Umfangsgeschwindigkeit der Störung nicht groß genug (siehe unteres Bild in Abbildung 2.7), kann sich keine einheitlich Wellenfront ausbilden. Die einzelnen Druckstörungen überlagern sich und löschen sich dabei teilweise aus, sodass es durch die Interferenz der einzelnen Elementarwellen nicht zu einer Ausbreitung von Druckinformationen über längere Distanzen kommt.

Abschließend ist in Abbildung 2.8 noch einmal der Entstehungsprozess tonaler Schallkomponenten in der Turbomaschine zusammengefasst. Sowohl der Rotor alleine, als auch die Interaktion von Rotornachläufen mit benachbarten Schaufelreihen führen zu einer komplexen, umlaufenden Modenstruktur. Diese breitet sich im weiteren Strömungskanal (Einlauf, Nebenstrom etc.) aus. Abhängig von der Umlaufgeschwindigkeit, der Kanalgeometrie und den Strömungsverhältnissen fällt die Amplitude der Störung entweder exponentiell ab, oder sie breitet sich nahezu ungedämpft aus. Diese zeitlich und örtlich periodischen Druckschwankungen werden schließlich als Schall abgestrahlt und von einem Beobachter weitab der Schallquelle wahrgenommen.



**Abbildung 2.8:** Entstehung und Aufbau des tonalen Schallfeldes in der Turbomaschine (nach Tyler und Sofrin [120])

### Bedeutung des Schaufelzahlverhältnisses

Aus den vorangegangenen, theoretischen Überlegungen wurde bereits deutlich, dass bei der Rotor/Stator Interaktion das Schaufelzahlverhältnis einen großen Einfluss auf die Struktur des modalen akustischen Feldes hat. An einem realen, vermessenen Beispiel aus der Literatur wird dieser Umstand im Folgenden noch einmal verdeutlicht. Dabei soll deutlich werden, dass eine Veränderung des Schaufelzahlverhältnisses das akustische Feld nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ deutlich beeinflussen kann. Für dieses Beispiel bedeutet das, dass allein durch die Änderung der Schaufelzahlen eine ursprünglich ausbreitungsfähige und sehr dominante

Umfangsmode der Ausgangskonfiguration durch die veränderte Geometrie nicht mehr ausbreitungsfähig ist und so zu einer deutlichen Reduktion der gesamten Schallemission der Stufe führt.

Von Duncan et al. [26] wurde ein axialer Fan mit einem Durchmesser von  $D = 0.105 \text{ m}$  bei einer Drehzahl von  $n = 21000 \text{ min}^{-1}$  ( $\Omega = 2199.1 \text{ Hz}$ ) akustisch vermessen. Die Ausgangskonfiguration besaß ein Schaufelzahlverhältnis von  $B/V = 8/7$  (Konfiguration B8,  $\omega_{B8} = 17592.92 \text{ Hz}$ ). Eine weitere Konfiguration B10 mit einem veränderten Schaufelzahlverhältnis von  $B/V = 10/7$  wurde ebenfalls untersucht. Die Konfiguration mit der höheren Schaufelzahl B10 ( $\omega_{B10} = 21991.15 \text{ Hz}$ ) zeigte im Austritt der Stufe eine Reduktion des Schalleistungspegels der ersten Harmonischen der Blattfolgefrequenz (1BPF) von nahezu 20 dB. Erklärbar ist dies mit der bisher bereitgestellten Theorie:

Nach Gleichung 2.28 ergibt sich für die erste Konfiguration (B8) mit  $n = k = 1$  eine Umfangsmodenordnung von  $m = 8 - 7 = 1$ . Die *cutoff*-Machzahl dieser Mode beträgt mit dem entsprechenden Eigenwert  $j'(1, 0) = 1.84$  aus [1] nach Gleichung 2.23 bzw. 2.27

$$M_{\text{cutoff}, B8} = \frac{j'(1, 0)}{m} = 1.84.$$

Vergleicht man diese mit der Phasengeschwindigkeit des Druckmusters am Gehäuse

$$M_{B8, m=1} = \frac{\omega_{B8} R_2}{a_0 m} = 2.72 > M_{\text{cutoff}, B8}$$

so ist diese Mode trotz subsonischer Blattspitzengeschwindigkeit aufgrund der hohen Umlaufgeschwindigkeit der niederen Modenordnungen ausbreitungsfähig.

Für die zweite Konfiguration B10 ergibt sich für die Umfangsmodenordnung  $m = 10 - 7 = 3$  (hier ebenfalls für die erste Interaktionsmode mit  $n = k = 1$ ). Zu dieser Mode gehört eine *cutoff*-Machzahl von

$$M_{\text{cutoff}, B10} = \frac{j'(3, 0)}{m} = 1.43.$$

Vergleicht man diese wiederum mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Druckmusters

$$M_{B10, m=3} = \frac{\omega_{B10} R_2}{a_0 m} = 1.13 < M_{\text{cutoff}, B10},$$

führt dies zu der Aussage, dass bei einem Schaufelzahlverhältnis von  $B/V = 10/7$  die entsprechende Mode *nicht* ausbreitungsfähig ist und deren Amplitude damit exponentiell abfällt. An dieser Stelle reicht dabei ein Vergleich mit dem Eigenwert  $j'(m, \mu = 0)$ , da dieser im Vergleich zu den Werten höherer Modenordnung minimal ist; alle Radialmoden höherer Modenordnung erfüllen dann gleichermaßen das oben angegebene Kriterium.

Das aufgeführte Beispiel macht deutlich, dass bereits beim Entwurf einer Turbomaschine Überlegungen hinsichtlich des Schaufelzahlverhältnisses mit einbezogen werden können, um lärmrelevante Aspekte auf vergleichsweise einfache Art und Weise mit zu berücksichtigen. Eine Abschätzung des Schaufelzahlverhältnisses  $V/B$  zur Vermeidung der Ausbreitungsfähigkeit der ersten Harmonischen der Schaufeldurchgangsfrequenz unter Einbeziehung einer mittleren, axialen Machzahl  $\bar{M}$  wird von Hubbard [60] angegeben:

$$\frac{V}{B} \geq 1 + \frac{M_{\text{tip}}}{\sqrt{1 - \bar{M}^2}} \quad (2.30)$$

Die angegebene Beziehung berücksichtigt beispielsweise nicht die Abhängigkeit der Eigenwerte von der Umfangsmodenordnung oder der Kanalgeometrie. Deshalb führt die Anwendung

dieser Abschätzung auf das oben aufgeführte Beispiel aus der Literatur zur der Aussage, dass die dort jeweils betrachtete Umfangsmode bei beiden Konfigurationen ausbreitungsfähig ist. Eine Wahl des Schaufelzahlverhältnisses zur Unterdrückung der ersten Harmonischen der *BPF* nach Gleichung 2.30 liegt dabei grundsätzlich auf der sicheren Seite.

## 2.3 Modellkopplung

Bisher wurden zwei physikalische Modelle vorgestellt. Ein allgemeines Strömungsmodell und ein daraus abgeleitetes, modales, akustisches Modell in Verbindung mit einem einfacheren Strömungsmodell. Wünschenswert wäre eine durchgängige Beschreibung des Schallfeldes mit ein und demselben Modell, vom unmittelbaren Nahbereich des Fans über den Einlauf und den Nebenstrom bis ins Fernfeld.

Idealerweise sollte diese Beschreibung mit dem allgemeineren Modell erfolgen, da dieses alle aerodynamischen Phänomene (linear und nichtlinear) wiedergibt und dabei sämtliche akustischen Informationen enthält. Dieses Modell kann aufgrund der Komplexität der Gleichungssysteme nur numerisch gelöst werden. Die Anwendung eines solchen numerischen Verfahrens auf alle genannten Bereiche bei hinreichend genauer räumlicher Auflösung der physikalischen Phänomene ist aufgrund endlicher Rechenkapazität (noch) nicht möglich. Daher setzt man das numerische Verfahren nur dort ein, wo es aufgrund der physikalischen Gegebenheiten unabdingbar ist. In Regionen, wo einfachere Strömungsverhältnisse vorherrschen, kann dann auf das einfachere und damit leichter zu lösende Modell übergegangen werden. Dies erfordert die Kopplung beider Modelle, d.h. den Datenaustausch an den Modellgrenzen.

Das in der Quellregion eingesetzte, numerische Verfahren basiert auf einem RANS-Ansatz wie in Abschnitt 2.1 beschrieben; das akustische Modell wurde in Abschnitt 2.2 dargestellt. Typische Kopplungsebenen befinden sich stromauf des Rotors und stromab des Leitrades (vgl. Abb. 2.1). Von Interesse ist das jeweils emittierte (modale) Schallfeld, welches in der Quellregion entsteht und sich im weiteren Verlauf des Strömungskanals bis ins Fernfeld ausbreitet. Aufgabe soll es nun sein, die mit dem numerischen Verfahren gewonnenen Daten (im Folgenden auch als CFD-Daten bezeichnet) an den Kopplungsebenen in geeigneter Weise in das akustische Modell zu überführen. Dazu ist die Trennung in ein mittleres Strömungsfeld und das Störfeld durchzuführen.

Beim Übergang von einem Modell auf ein anderes sind die Strömungsgrößen zwangsläufig nicht kontinuierlich, d.h. ein Lösungsvektor des einen Modells kann nicht gleichzeitig die Gleichungen des anderen Modells vollständig erfüllen. Insbesondere bei der Übergabe akustischer Informationen (also sehr kleiner Störungen im Vergleich zum mittleren Strömungsfeld) kann diese Inkonsistenz zu einer starken Verfälschung des Störfeldes führen, die es zu vermeiden bzw. zu minimieren gilt.

Prinzipiell gibt es mehrere Möglichkeiten, beide Modelle miteinander zu koppeln. Diese Möglichkeiten sind im Folgenden skizziert:

- Basierend auf bekannten, zeitabhängigen Druckverteilungen auf der Schaufeloberfläche kann eine analytische Lösung des akustischen Feldes angegeben werden. Die Schaufeldrücke bestimmen den größten Teil der Schallquelle und bilden eine rotierende (bzw. ortsfeste und zeitlich veränderliche) Verteilung von Dipolen, deren Schallemission durch *Ffowcs Williams-Hawkings Integrale* über die Schaufelprofile beschrieben werden kann. Neben den Schaufeldrücken sind Lösungsfunktionen erforderlich, die die Kanalgeometrie und die mittleren Strömungsverhältnisse beschreiben. Diese sind lediglich für zylindrische Kanäle mit konstantem Querschnitt bekannt.

- Eine von Wilson [134] vorgeschlagene Methode basiert auf einer Aufspaltung des Störfeldes in die Anteile der verschiedenen Eigenwerte. Damit ist es möglich, stromab laufende von stromauf laufenden Wellen zu unterscheiden. Es werden zwei Strömungsgrößen (in der Regel Druck und Geschwindigkeit) an einer einzelnen, axialen Position direkt ausgetauscht. Dieses Verfahren wird auch als *PV-matching* oder *wave-splitting* bezeichnet. Die Methode setzt eine lokal konstante, mittlere Strömung voraus, weshalb es nur in Kanälen mit konstantem Querschnitt anwendbar ist. Insbesondere in Regionen starker Verwirbelung, wo die Störgeschwindigkeit nicht nur die akustischen, sondern auch die hydrodynamischen Anteile der Wirbelstärke enthält (beispielsweise im Bereich ausgeprägter Nachlaufzellen oder in den Grenzschichten der Randzonen), ist diese Methode nicht anwendbar.
- Als dritte Möglichkeit ist eine von Ovenden und Rienstra [87] speziell für den Einsatz in Turbomaschinen entwickelte Kopplungsmethodik zu nennen. Diese benutzt (neben den zeitgemittelten Größen) die radialen Verteilungen des Stördruckes an drei nahe beieinander liegenden, axialen Positionen. Dadurch ist es auch mit dieser Methode möglich, zwischen rechts- und linkslaufenden Störungen zu unterscheiden. Die modalen Amplituden werden mit Hilfe eines *least-square-fits*, basierend auf den Druckverteilungen der CFD-Lösung berechnet. Die Kanalgeometrie kann dabei variieren. Selbst in Regionen großer Wirbelstärke (beispielsweise hinter dem Leitrad oder in Randzonen in Grenzschichtnähe) erwies sich diese Methode als robust, da lediglich der Stördruck herangezogen wird. Diese Methode wird im Folgenden mit *TPP-Matching* (*Triple Plane Pressure Matching*) bezeichnet.

Aufgrund seiner Robustheit und der flexiblen Einsatzmöglichkeiten wird das zuletzt genannte Verfahren im Rahmen dieser Arbeit benutzt. Die praktische Vorgehensweise für die Kopplung beider Modelle wird im Folgenden erläutert.

Basierend auf einer dreidimensionalen, zeitgenauen Simulation des Strömungsfeldes im unmittelbaren Nahbereich der Lärmquelle - hier des *Fans* - werden diese Daten an den drei axialen Kopplungspositionen (vgl. Abbildung 2.1) zunächst in Umfangsmoden zerlegt, in dem eine harmonische Analyse in Ort und Zeit für jede Netzlinie in radialer Richtung entsprechend den Gleichungen 2.31-2.32 erfolgt:

$$\operatorname{Re}\{p'_{m,\omega}(x_i, r)\} = \frac{4}{N_t N_\varphi} \sum_{l=0}^{N_t-1} \sum_{k=0}^{N_\varphi-1} p(k, l) \cdot \cos(2\pi \cdot nl/N_t - 2\pi \cdot mk/N_\varphi) \quad (2.31)$$

$$\operatorname{Im}\{p'_{m,\omega}(x_i, r)\} = \frac{4}{N_t N_\varphi} \sum_{l=0}^{N_t-1} \sum_{k=0}^{N_\varphi-1} p(k, l) \cdot \sin(2\pi \cdot nl/N_t - 2\pi \cdot mk/N_\varphi) \quad (2.32)$$

Darin bezeichnet  $N_t$  die Anzahl der zeitlichen Stützstellen über eine Schaufeldurchgangsperiode,  $N_\varphi$  steht für die Anzahl der Stützstellen in Umfangsrichtung,  $p(k, l)$  ist der statische Druck mit dem Zeitindex  $k$  und dem Ortsindex  $l$ .

Zur Durchführung der harmonischen Analyse werden die Strömungsgrößen linear interpoliert, sodass diese auf einer konstanten, axialen Position definiert sind. Die Genauigkeit einer linearen Interpolation ist hier aufgrund der in der Regel großen Anzahl von Stützstellen ausreichend. In Umfangsrichtung sind die Gitterpunkte in der Regel nicht äquidistant angeordnet, sodass auch hier die Stützstellen neu verteilt werden müssen. Dies erfolgt ebenfalls durch eine lineare Interpolation.

Die harmonische Analyse wird für jede gewünschte Kombination von Umfangsmoden und Frequenz  $(m, \omega)$  durchgeführt. Die zu erwartenden Umfangsmoden können nach Gleichung 2.28



im Vorfeld bestimmt werden, wobei sich deren Ausbreitungsfähigkeit durch die Auswertung des *cutoff*-Kriteriums überprüfen lässt. Neben dem Störfeld ist durch  $m = 0$  und  $\omega = 0$  nach Gleichung 2.31-2.32 ein zeitlich und örtlich gemitteltes Strömungsfeld bestimmt.

Die so aufbereiteten Daten bilden den Ausgangspunkt für das oben beschriebene *TPP-Matching*. In ähnlicher Weise wie bei der Zerlegung eines periodischen Signals in seine harmonischen Anteile lassen sich die radialen Druckprofile der CFD-Lösung durch die Summation über eine endliche Anzahl von Besselmodes ausdrücken. Die Routinen zur Berechnung der radialen Eigenwerte und der entsprechenden modalen Amplituden sind ebenfalls von der Universität Eindhoven in Form von MATLAB<sup>®</sup>-Routinen zur Verfügung gestellt worden. Als Ergebnis liefert das Verfahren das ausgehende, modale akustische Feld. Aufbauend auf diesen Ergebnissen lassen sich mit der in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Theorie Ausbreitungsrechnungen für einen vorgegebenen Kanalverlauf durchführen.

Die Qualität der durchgeführten Kopplung lässt sich beurteilen, indem man die Eingangsdaten der CFD-Lösung mit den aufbereiteten Druckprofilen des akustischen Modells vergleicht. Die Ergebnisse einer solchen Modellkopplung sind in den Abbildungen 2.9 und 2.10 dargestellt. Die Ergebnisse beziehen sich auf eine Kopplungsebene stromab des Leitrades, wie Sie in Abbildung 2.1 dargestellt ist und nehmen typische Werte für eine solche Konfiguration an.

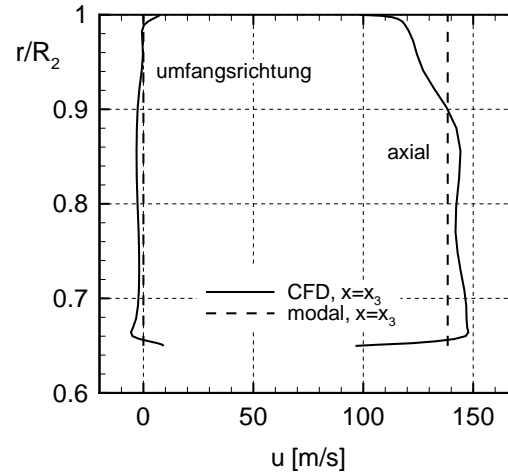
Zunächst ist in Abb. 2.9 die Strömungsgeschwindigkeit (axial und in Umfangsrichtung) dargestellt. Hinter dem Leitrade ist in der Regel nur noch sehr wenig Drall vorhanden. Damit nimmt auch die Umfangskomponente der Strömungsgeschwindigkeit sehr geringe Werte an. Dies soll die vereinfachende Annahme axialer Strömung, wie sie dem akustischen Modell zu Grunde liegt, rechtfertigen. Die axiale Komponente der mittleren Strömungsgeschwindigkeit zeigt für die CFD-Lösung eine Verzögerung der Strömung nahe des Gehäuses. Der Grund dafür ist ein im Rotor entstandenes Gebietes hoher Verluste, welches zu einer lokalen Fehlanströmung des Stators nahe des Gehäuses führt. Die gestrichelte Linie zeigt die durch die Gleichungen 2.25 und 2.26 ermittelte, in radialer Richtung konstante mittlere Geschwindigkeit als Näherung für das akustische Modell.

In Abbildung 2.10 sind die radialen Profile des Stördruckes einer  $(m, \omega)$ -Kombination in den Kopplungsebenen  $x_1 - x_3$  dargestellt. Die durchgezogenen Linien zeigen darin die Eingangsdaten der CFD-Lösung. Summiert man nach der durchgeführten Kopplung die Druckanteile aller Radialmoden auf, so lässt sich daraus der Verlauf des Stördruckes rekonstruieren, der mit den Eingangsdaten verglichen werden kann. Dabei kann die Anzahl der bei der Kopplung berücksichtigten Radialmoden frei gewählt werden (in ähnlicher Weise wie die Wahl der Anzahl der Harmonischen bei der diskreten Fourierzerlegung eines periodischen Signals). Die Druckprofile der CFD-Lösung können so mit nahezu jeder geforderten Genauigkeit angenähert werden, wobei letztlich nur die Anteile der ausbreitungsfähigen Radialmoden von Interesse sind.

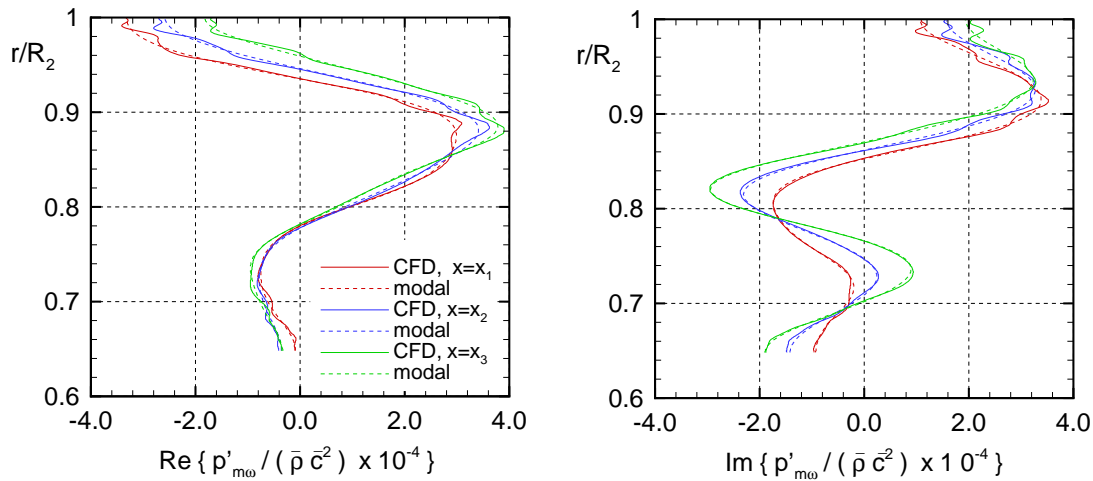
In den gezeigten radialen Druckprofilen ergeben sich lediglich in den Randbereichen nahe der Naben- und Gehäusegrenzschicht leichte Unterschiede zwischen den Druckprofilen der CFD-Lösung und denen der modalen Näherung. Diese Unterschiede sind im Wesentlichen auf die radialen Variationen der axialen Strömungsgeschwindigkeit in den Grenzschichten zurückzuführen. Prinzipiell zeigt sich jedoch eine sehr gute Übereinstimmung beider Verläufe. Diese Übereinstimmung kann dabei als Maß verstanden werden, wie gut die eingehenden CFD-Daten durch das modale, akustische Modell wiedergegeben werden.

Zusätzlich dazu lässt sich die Güte der durchgeführten Modellkopplung durch einen Vergleich der mit beiden Modellen berechneten, akustischen Leistung beurteilen. Die Schalleistung ist dabei eine über die Austrittsfläche integrierte Größe und wird mit den CFD-Daten an allen drei axialen Positionen berechnet. Bei der hier verwendeten Formulierung nach Myers (s. hierzu auch [88]) sollte diese Größe an allen drei axialen Positionen nahezu identisch sein und möglichst gut mit dem entsprechenden Wert des angekoppelten, modalen Feldes übereinstim-

men. Für die in den Diagrammen der Abbildung 2.10 dargestellten Resultate ergeben sich dimensionslose Schalleistungswerte basierend auf den CFD-Daten an den Kopplungsebenen von  $W_1 = 1.06 \times 10^{-6}$  ( $x_1$ ),  $W_2 = 1.01 \times 10^{-6}$  ( $x_2$ ) und  $W_3 = 0.95 \times 10^{-6}$  ( $x_3$ ). Der aus der modalen Lösung berechnete Wert lag bei  $W = 0.80 \times 10^{-6}$ .



**Abbildung 2.9:** Strömungsgeschwindigkeit der CFD Lösung über dem Radius und Mittelwert für das akustische Modell (typische Werte stromab des Leitradaustritts, vgl. Abbildung 2.1)



**Abbildung 2.10:** Real- und Imaginärteile der Druckprofile der CFD-Lösung und rekonstruiert aus der modalen Lösung

## 3 Numerisches Verfahren

Während numerische Methoden für aerodynamische Untersuchungen inzwischen mit teilweise hoher Vorhersagegenauigkeit in der Turbomaschine eingesetzt werden, ist deren Einsatz zur Modellierung akustischer Phänomene aufgrund der erhöhten Genauigkeitsanforderungen und den damit oft verbundenen hohen Rechenzeiten vergleichsweise neu. Im Folgenden werden deshalb anhand des eingesetzten Verfahrens die numerischen Aspekte diskutiert, die bei der Berechnung des tonalen akustischen Feldes einer Turbomaschine eine wesentliche Rolle spielen.

### 3.1 Anforderungen an das Verfahren

Aeroakustische unterscheiden sich von aerodynamischen Fragestellungen im Wesentlichen durch die Frequenz und die Amplitude der zeitharmonischen Lösungsanteile. Ähnlich der Turbulenz ist die Aeroakustik ein typisches vielskaliges Problem. Je nach Ursache erreichen die Frequenzen minimale Werte im Bereich der Wellendrehzahl bis hin zu Werten, die im Bereich der turbulenten Schwankungen liegen. Die Berücksichtigung aller Zeitskalen ist ohne vereinfachende Betrachtungen auch hier nicht praktikabel.

Üblicherweise erfolgt die Aufteilung der aeroakustischen Phänomene in breitbandige und tonale Anteile. Für die breitbandigen Anteile sind Verfahren erforderlich, die insbesondere die kleinskaligen, turbulenten Schwankungen vom Ansatz her mit berücksichtigen und nicht nur durch vereinfachende Annahmen modellieren. Dies erfolgt zum Beispiel mit *Large-Eddy* Simulationen oder Direkt-Numerischen Simulationen (DNS), deren Einsatz jedoch aufgrund der immensen Rechenzeiten auf einfache Geometrien beschränkt ist.

Die tonalen Frequenzanteile in der Turbomaschine, die durch die Rotor/Stator Wechselwirkung verursacht werden, liegen aufgrund ihrer physikalischen Ursache im Bereich der Blattfolgefrequenz des Rotors, also definitionsgemäß im Bereich der mittleren Zeitskalen (s. hierzu auch [50]). In der Regel sind die ersten zwei bis drei Harmonischen dieser Frequenz am stärksten ausgeprägt und dominieren das diskrete Frequenzspektrum. Beschränkt man sich auf die Berechnung dieser Anteile, so unterscheiden sich die Anforderungen für deren Modellierung nicht wesentlich von typischen aerodynamischen Anwendungen, bei denen in der Regel ebenfalls die durch Rotor/Stator-Wechselwirkung verursachten Instationaritäten von vorrangigem Interesse sind.

Im Gegensatz zu der Frequenz liegen die Amplituden akustischer Störungen um mehrere (manchmal bis zu fünf) Größenordnungen unter den jeweiligen Druck- und Geschwindigkeitswerten der mittleren Grundströmung. Werden diese kleinen Störungen durch ein numerisches Verfahren berechnet, müssen die berechneten Amplituden deutlich aus dem numerischen Rauschen hervortreten. Darüber hinaus sollen die Störungen zumindest über eine Strecke von wenigen Wellenlängen transportiert werden können, ohne dass deren Amplitude aufgrund

numerischer Ungenauigkeiten gedämpft wird. Daraus ergibt sich die Forderung nach einem Verfahren mit guten, auf die Problemstellung abgestimmten Dissipations- und Dispersionseigenschaften.

Während bei aerodynamischen Fragestellungen die Ausbreitung der Druckstörungen im Rechengebiet oft nicht Gegenstand der Untersuchungen ist (und die Amplitude der Störung oft exponentiell mit der Ausbreitungsdistanz abfällt) sind im Rahmen aeroakustischer Untersuchungen gerade diejenigen Druckstörungen von Interesse, die sich über längere Distanzen ausbreiten können und damit aus dem Rechengebiet austreten. Dies erfordert die Formulierung numerischer Randbedingungen, welche die physikalischen Störungen aus den Ein- und Austrittsrändern austreten lassen, ohne diese zu beeinflussen bzw. auf das Innere des Rechengebietes (und damit auf den Entstehungsprozess der Störung selbst) rückzuwirken.

Das akustische Feld in der Turbomaschine weist eine dreidimensionale und zeitabhängige Struktur auf, sodass zeitgenaue Simulationen durchgeführt werden müssen, in denen die komplexe, dreidimensionale Geometrie korrekt abgebildet wird. Speziell in der Turbomaschine gehört dazu auch die Einhaltung des Schaufelzahlverhältnisses der beteiligten Schaufelreihen.

Über die oben genannten Anforderungen hinaus ergibt sich aufgrund der komplexen Strömungsverhältnisse und lokal starker Gradienten in der Turbomaschine die Forderung nach einem robusten Verfahren mit guten Konvergenzeigenschaften. Diese Forderung steht dabei oft im Widerspruch zu der Forderung nach hoher Genauigkeit, sodass an dieser Stelle ein Kompromiss zu finden ist.

## 3.2 Eingesetztes Verfahren

Das im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte und weiterentwickelte numerische Verfahren TRACE stellt bezüglich der verwendeten Algorithmen ein typisches CFD-Verfahren, basierend auf einem U-RANS-Ansatz dar. Die Anwendbarkeit auf unterschiedliche, strömungsmechanische Fragestellungen im Umfeld der Turbomaschine wurde in zahlreichen Veröffentlichungen bereits dokumentiert [29, 36, 86, 101, 137].

Das Finite-Volumen Verfahren ist blockstrukturiert und in eine parallele Umgebung eingebettet. Die Parallelisierung ist mit hoher Effizienz auch bei einem Einsatz bis mehreren hundert Prozessoren realisiert. Die Lösung des Gleichungssystems 2.1-2.3 erfolgt zeitgenau in einem allgemeinen körperangepassten, krummlinigen und mitbewegten Koordinatensystem. Die Formulierungen sind u.a. von Engel [29] dokumentiert.

Die Ortsdiskretisierung der konvektiven Terme erfolgt mit Hilfe eines MUSCL-Ansatzes zweiter Ordnung genau. Dieser Ansatz interpoliert zunächst die auf den Zellzentren definierten Strömungsgrößen auf die Seitenwände der Zelle. Zur Interpolation werden mehrere (in diesem Fall drei) benachbarte Gitterpunkte herangezogen, die den innerhalb einer Zelle linearen Verlauf der Strömungsgrößen bestimmen. In Gebieten, in denen der Verlauf der Strömungsgrößen aufgrund der physikalischen Gegebenheiten lokal starke Gradienten aufweist (beispielsweise im Bereich von Verdichtungsstößen), erfolgt eine Begrenzung dieser Gradienten mit Hilfe so genannter *Limiter*-Funktionen (hier in der Formulierung nach van Albada, siehe z.B. [55]). Dies kommt zwar einer Reduzierung der Genauigkeit der Interpolation gleich, verleiht dem Verfahren jedoch die notwendige Robustheit. Mit den so interpolierten Werten wird der numerische Fluss durch die Zellwand in geeigneter Weise konstruiert. Die Diskretisierung der viskosen Flüsse erfolgt zentral und ebenfalls mit einer Genauigkeit zweiter Ordnung. Dabei wird hier von der so genannten *Thin-Layer*-Approximation Gebrauch gemacht, welche die gemischten Ableitungen in Richtung der Hauptströmung vernachlässigt [7].

Die Zeitintegration erfolgt implizit und wurde mit Hilfe eines Pseudo-Zeit Ansatzes zweiter Ordnung genau formuliert. Die Integration in das Verfahren wird von Nürnberger [86] beschrieben. Die Modellierung der Turbulenz erfolgt basierend auf einem Eingleichungsmodell nach Spalart&Allmaras [115] mit verschiedenen, turbomaschinenspezifischen Erweiterungen von Eulitz [36]. Neben einer *Low-Reynolds*-Version stellt das Modell Wandfunktionen zur Verfügung, falls die Grenzschicht nahe fester Oberflächen nicht ausreichend durch das Rechenetz aufgelöst wird. An den Ein- und Austrittsrändern des Rechengebietes kommen so genannte nicht-reflektierende Randbedingungen zum Einsatz. Deren Implementierung und Anwendung wird von Engel [29] beschrieben. Bei rotationssymmetrischen Problemstellungen waren in Umfangsrichtung einfache (direkte) Periodizitätsrandbedingungen verfügbar.

Neben den oben genannten algorithmischen Merkmalen weist das Verfahren zahlreiche Eigenschaften auf, die speziell auf einen Einsatz in der Turbomaschine abgestimmt sind. Dazu gehört beispielsweise eine konservative und zweiter Ordnung genaue Kopplung beliebiger unstrukturierter Blockgrenzen mit Hilfe eines so genannten zonalen Ansatzes (Yang [137]). Darüber hinaus ist ein Aeroelastikmodul zur gekoppelten Berechnung des Strömungs- und des Strukturproblems für den Fall selbst- und zwangserregter Schaufelschwingungen (Schmitt [101]) verfügbar.

In den weiteren Abschnitten werden nun einzelne, ausgewählte Eigenschaften des Verfahrens näher beleuchtet, insbesondere im Hinblick auf die zu Beginn des Kapitels formulierten Anforderungen.

### 3.2.1 Dissipations- und Dispersionseigenschaften

Ersetzt man die in den Erhaltungsgleichungen auftretenden Differentiale durch endliche Differenzen, so lassen sich die Gleichungen in ein algebraisches Gleichungssystem überführen, welches mit numerischen Methoden gelöst werden kann. Die Strömungsgrößen sind dann nicht mehr kontinuierlich sondern nur noch auf diskreten Punkten im Rechengebiet definiert. Das Differential an einem Punkt  $u_j$  lässt sich näherungsweise durch eine Linearkombination benachbarter Punkte ausdrücken, die aus einer Taylorreihenentwicklung um den betrachteten Punkt selbst hervorgeht. Durch den Abbruch der Taylorreihe nach einer endlichen Anzahl von Gliedern entsteht ein Fehler der Größenordnung  $\Delta x^{n+1}$ . Das Verfahren hat definitionsgemäß die Ordnung  $n$ . Der numerische Fehler beeinflusst sowohl den Amplituden- (Dissipation) als auch den Phasenverlauf (Dispersion) einer Größe im Rechengebiet.

An dieser Stelle wird deutlich, dass der numerische Fehler eng mit der örtlichen Auflösung des Rechengebietes, also der Anzahl und damit dem Abstand benachbarter Gitterpunkte zusammenhängt. Diese Auflösung ist dabei immer in einem direkten Zusammenhang mit dem physikalischen Phänomen zu sehen. Um ein solches Phänomen mit einer bestimmten Genauigkeit wiederzugeben, ist also eine ausreichende örtliche Netzauflösung und damit eine bestimmte Anzahl von Gitterpunkten erforderlich. Eine Abschätzung der Auflösungsanforderung soll im Folgenden an zwei konkreten Beispielen, hier zunächst für die eindimensionale Wellengleichung der Form

$$\frac{\partial u}{\partial t} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

durchgeführt werden. Darin ist  $c > 0$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit; die exakte Dispersionsbeziehung lautet  $\omega = ck$ . Die Gleichung lautet in semi-diskreter Form

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{\Delta x} \left[ u_{j+\frac{1}{2}} - u_{j-\frac{1}{2}} \right] = 0. \quad (3.2)$$

Dabei sind die Strömungsgrößen in den Zellzentren definiert, die Maschenweite  $\Delta x$  sei konstant. Die Zeitintegration sei für alle weiteren Überlegungen der Einfachheit halber ideal. Die Interpolationsvorschrift der Zustandsgrößen auf die Zellwände, die zur Berechnung der Differentiale benutzt werden, lautet für das eingesetzte Verfahren

$$u_{j+\frac{1}{2}} = u_j + \frac{1}{4}(1 - \kappa)(u_j - u_{j-1}) + \frac{1}{4}(1 + \kappa)(u_{j+1} - u_j). \quad (3.3)$$

Setzt man den Wert von  $\kappa$  zu null, so ergibt sich eine *upwind* verschobene Interpolation (Fromm Schema) mit zweiter Ordnung Genauigkeit, wie sie auch beim vorliegenden Verfahren standardmäßig durchgeführt wird. Setzt man diese Vorschrift in Gleichung 3.2 ein und führt eine Fouriertransformation durch, so lautet die Gleichung im Frequenz/Wellenzahlraum

$$\left\{ i\omega + c \overbrace{\left( \frac{3}{4} + \frac{1}{4}e^{ik\Delta x} - \frac{5}{4}e^{-ik\Delta x} + \frac{1}{4}e^{-2ik\Delta x} \right)}^{-\bar{k}} \right\} \hat{u}e^{i(\omega t - kx)} = 0. \quad (3.4)$$

Vergleicht man diese mit der exakten Lösung

$$(i\omega - kc)\hat{u}e^{i(\omega t - kx)} = 0, \quad (3.5)$$

so erhält man die Dispersionsbeziehung der diskretisierten Wellengleichung zu

$$\omega = \bar{k}c. \quad (3.6)$$

Darin ist  $\bar{k}$  die Wellenzahl der diskreten Gleichung. Der Realteil von  $\bar{k}$  bestimmt den zeitharmonischen Anteil der Lösung, der Imaginärteil von  $\bar{k}$  führt zu einem exponentiellen Amplitudenabfall der numerischen Lösung mit wachsendem, örtlichen Abstand  $x$ . Die allgemeine Lösung der diskreten Gleichung nimmt folgende Form an:

$$u(x, t) = \hat{u} \underbrace{e^{-Im\{\bar{k}\}x}}_{\text{Dissipation}} e^{i(\omega t - Re\{\bar{k}\}x)}. \quad (3.7)$$

Die Werte der numerischen Wellenzahl  $\bar{k}$  weichen aufgrund numerischer Fehler von den exakten Werten ab. Die Abweichungen nehmen dabei mit geringerer örtlicher Auflösung zu. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.1 (links) veranschaulicht. Auf der Abszisse ist die örtliche Auflösung  $\Delta x$  bezogen auf die exakte Wellenlänge  $\lambda = 2\pi/k$  des oben definierten Modellproblems aufgetragen. Die Ordinate zeigt die Werte der Wellenzahl  $\bar{k}$  (hier multipliziert mit  $\Delta x$ ), die durch numerische Fehler von der exakten Wellenzahl  $k$  abweicht. Ein ideales Verhalten wird durch die Winkelhalbierende beschrieben, da dort die exakte und die numerische Wellenzahl übereinstimmen. Bis zu einer bestimmten Auflösung  $k\Delta x$  zeigen die numerische und die exakte Wellenzahl nahezu gleiche Werte. Mit geringerer, örtlicher Auflösung (also abnehmender Netzpunktzahl pro Wellenlänge) nehmen die Abweichungen stark zu und die aufgetragene (blaue) Kurve weicht stark von der Diagonalen ab.

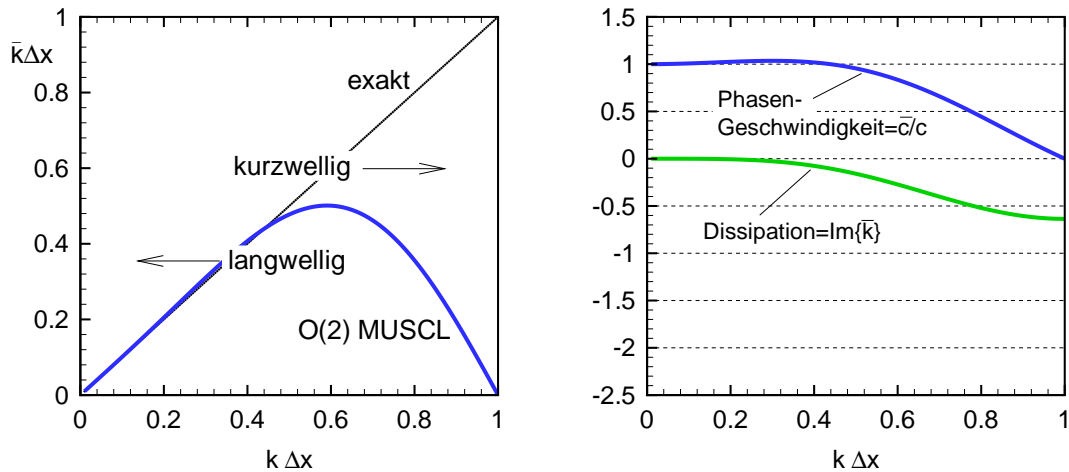
In dem gezeigten Diagramm lässt sich nun durch die Festlegung einer Toleranzschwelle eine Aussage über die notwendige örtliche Auflösung machen. Erlaubt man Abweichungen zwischen exakter und numerischer Wellenzahl von bis zu 3.5 Prozent, so lässt sich im linken Diagramm der Abbildung 3.1 ein Wert von  $\bar{k}\Delta x \simeq 0.5$  ablesen. Mit der Definition der Wellenzahl nach Gleichung 2.13 ergibt sich damit eine minimale Punktzahl pro Wellenlänge von  $\lambda/\Delta x \simeq 13$ . Der Wert von 3.5% als Abweichung zwischen numerischer und exakter Wellenzahl

wurde an dieser Stelle beispielhaft gewählt. Bei der Definition dieser Schwelle im Kontext einer praktischen Anwendung spielt beispielsweise auch die Distanz, über die sich die Störung ausbreiten soll (und damit die Größe des Rechengebietes), eine Rolle. Eine konkrete Angabe der Auflösungsanforderungen in Abhängigkeit von der gewünschten Genauigkeit erfolgt im Rahmen der durchgeführten Parameterstudien zur ebenen Schallausbreitung.

Ebenfalls in der Abbildung 3.1 aufgetragen ist der Wert für die numerische Dissipation, die durch den Imaginärteil von  $\bar{k}$  bestimmt wird. Diese ist in einem Bereich bis  $\bar{k}\Delta x \simeq 0.3$  ungefähr konstant und nahe Null, fällt jedoch auch dann relativ schnell ab. Mit der oben beispielhaft gewählten Schwelle, die Abweichungen bis 3.5% zwischen den numerischen und den exakten Werten toleriert, ergibt sich eine theoretische Auflösung von ca.  $\lambda/\Delta x \simeq 21$  Punkten pro Wellenlänge bei einem Wert von  $k\Delta x \simeq 0.3$ .

Die Phasengeschwindigkeit der Störung hat in diesem Fall den Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$ . Abweichungen zwischen den numerischen und den exakten Werten führen dazu, dass sich die numerische Welle mit einer veränderten Ausbreitungsgeschwindigkeit fortbewegt. Trägt man auch hier die exakten Werte (normiert mit der Geschwindigkeit  $c$ ) gegen die numerischen Werte in Abhängigkeit der Maschenweite  $\Delta x$  auf (siehe Abbildung 3.1, rechte Seite), so lässt sich auch daraus die erforderliche örtliche Auflösung für eine gegebene Wellenzahl ableiten.

Neben der Beurteilung eines vorhandenen numerischen Schemas lassen sich mit den oben beschriebenen Zusammenhängen Differenzenschemata für bestimmte Wellenlängenbereiche und damit Problemstellungen optimieren. Dies führt zu so genannten DRP-Schemata (Tam [117]), die im optimierten Bereich nahezu keine numerischen Phasenfehler verursachen und in jüngerer Zeit speziell für den Einsatz im Bereich der CAA entwickelt wurden. Diese Schemata sind in der Regel von höherer Ordnung Genauigkeit und benötigen nur wenige (ca. 5-6) Punkte pro Wellenlänge, sind jedoch relativ rechenintensiv und vergleichsweise wenig robust.

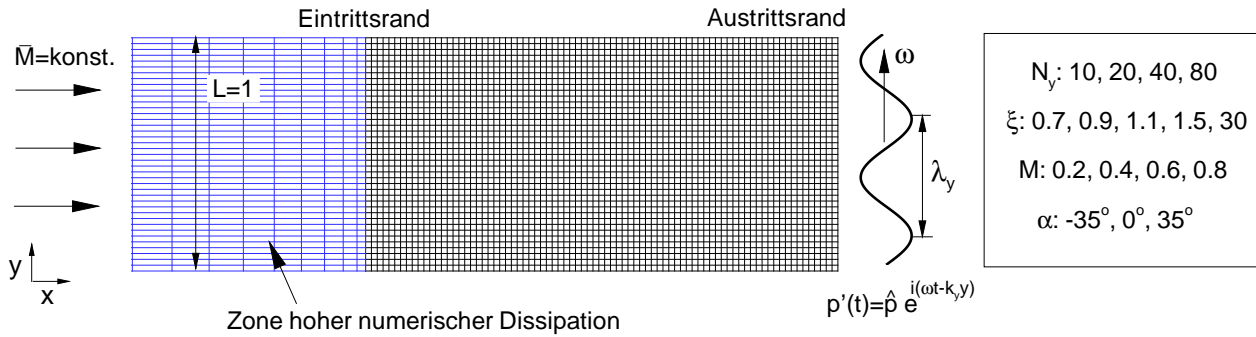


**Abbildung 3.1:** Dissipations- und Dispersionseigenschaften des verwendeten Schemas

Zu den allein aus der örtlichen Diskretisierung resultierenden Ungenauigkeiten kommen Fehler durch die numerische Zeitintegrationsmethode und durch verfahrens- und implementierungsspezifische Besonderheiten (zusätzliche numerische Dämpfungsterme, Diskretisierung der Metrikterme etc.), die sich theoretisch nur schwer abschätzen lassen. Um die tatsächlichen Diskretisierungsanforderungen des eingesetzten Verfahrens für die konkrete Problemstellung einer sich ausbreitenden akustischen Druckstörung zu definieren, wurden über die obigen Abschätzungen hinaus umfangreiche Parameterstudien an einem geeigneten Testfall

durchgeführt (Wilson [135]).

Für die örtliche Diskretisierung wurde ein kartesisches Gitter mit konstanter Maschenweite in beiden Koordinatenrichtungen  $\Delta x = \Delta y = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$  und  $80 \times 40$  Netzknoten gewählt. Die mittlere Strömung war durch eine konstante Machzahl gekennzeichnet. Am Austritts- bzw. Eintrittsrand wurde eine Druckstörung aufgeprägt, die bezüglich Amplitude, Frequenz und Wellenlänge für eine reale Turbomaschinenanwendung typische Werte annehmen sollte und deren Ausbreitung stromab bzw. stromauf durch das numerische Verfahren berechnet wurde. Dazu wurde jeweils die Anzahl der Punkte pro Welle in y-Richtung  $N_y$  vorgegeben. Bei konstanter Maschenweite  $\Delta y$  liegt damit zunächst die Wellenzahl  $k_y$  fest. Schreibt man einen Wert für das *cutoff*-Verhältnis  $\xi$  vor, ergibt sich die entsprechende Frequenz  $\omega$ . Es wurden sowohl ausbreitungsfähige als auch nicht ausbreitungsfähige Druckstörungen mit  $\xi < 1.0$  aufgeprägt. Für das Beispiel einer am Austritt des Rechengebiets aufgeprägten Druckstörung ist der Testfall in Abbildung 3.2 zusammengefasst. Für die Parameterstudie wurde jeweils die Machzahl der Grundströmung  $\bar{M}$ , das *cutoff*-Verhältnis  $\xi$  und die örtliche Auflösung  $N_y$  in den angegebenen Bereichen variiert. Dies wurde sowohl für die stromauf- als auch für die stromab laufende Druckwelle durchgeführt. Durch Vorgabe eines Scherwinkels  $\alpha$  wurde ebenfalls der Einfluss einer (hier im gesamten Rechengebiet einheitlichen) Verscherung des Rechnernetzes untersucht. Die Druckamplitude war für alle Fälle konstant und nahm einen Wert von  $89 \text{ Pa}$  an, dies entspricht einem Schalldruckpegel von ca.  $130 \text{ dB}$  (Gleichung 2.18).

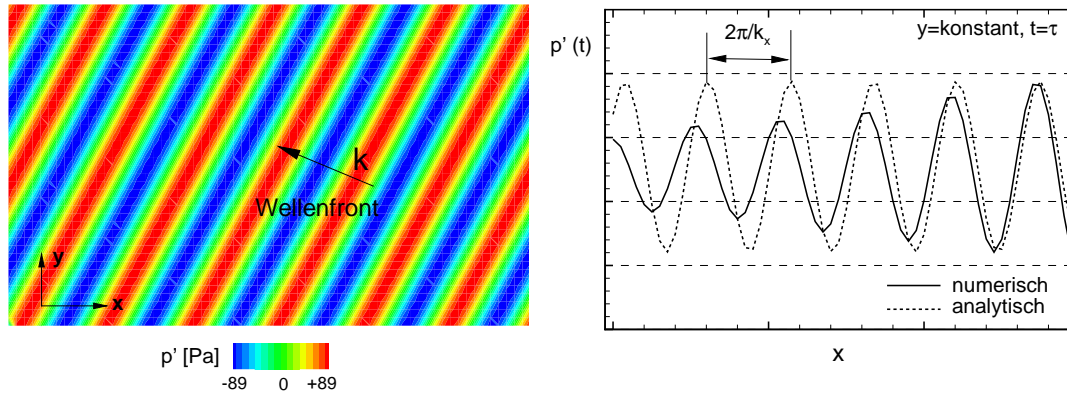


**Abbildung 3.2:** Definition eines Testfalls zur numerischen Ausbreitung ebener, harmonischer Druckstörungen (Wilson [135])

Das momentane Druckfeld ist in der Abbildung 3.3 beispielhaft für den Referenzfall mit  $N_y = 20$  und  $\bar{M} = 0.4$  dargestellt. Links im Bild sieht man das Ergebnis der analytischen Lösung (diese wurde in Kapitel 2.2.1 hergeleitet) zu einem Zeitpunkt  $t = \tau$ . Die dargestellten Konturen zeigen ein regelmäßiges Druckmuster, welches sich in Richtung der Wellenfront  $k$  ausbreitet. Im rechten Bild ist das Ergebnis der numerischen Simulation für den gleichen Fall dargestellt. Dort ist die Druckstörung der analytischen Lösung und der numerischen Simulation entlang der  $x$ -Achse für eine konstante  $y$ -Position dargestellt. Deutlich sind die Einflüsse numerischer Fehler zu sehen, die sich sowohl in einer Dämpfung der Amplitude, als auch in einer Änderung der axialen Wellenzahl  $k_x$  widerspiegeln.

Das Ergebnis der gesamten Parameterstudie ist schließlich in Abbildung 3.4 dargestellt (vgl. Wilson [135]). Die örtliche Auflösung in beiden Koordinatenrichtungen wurde durch einen Parameter  $N_{ave}$  zusammengefasst, der die mittlere Auflösung in Richtung der Wellenfront darstellt. Diese mittlere Punktzahl ergibt sich aus der axialen Auflösung  $N_x$  und der Netz-





**Abbildung 3.3:** Analytische Lösung der ebenen Wellengleichung zu einem Zeitpunkt  $t = \tau$  (links) und numerische Lösung mit Dissipations- und Dispersionsfehlern (rechts)

auflösung in  $y$ -Richtung  $N_y$  zu

$$\frac{1}{N_{ave}^2} = \frac{1}{N_y^2} + \frac{1}{N_x^2}.$$

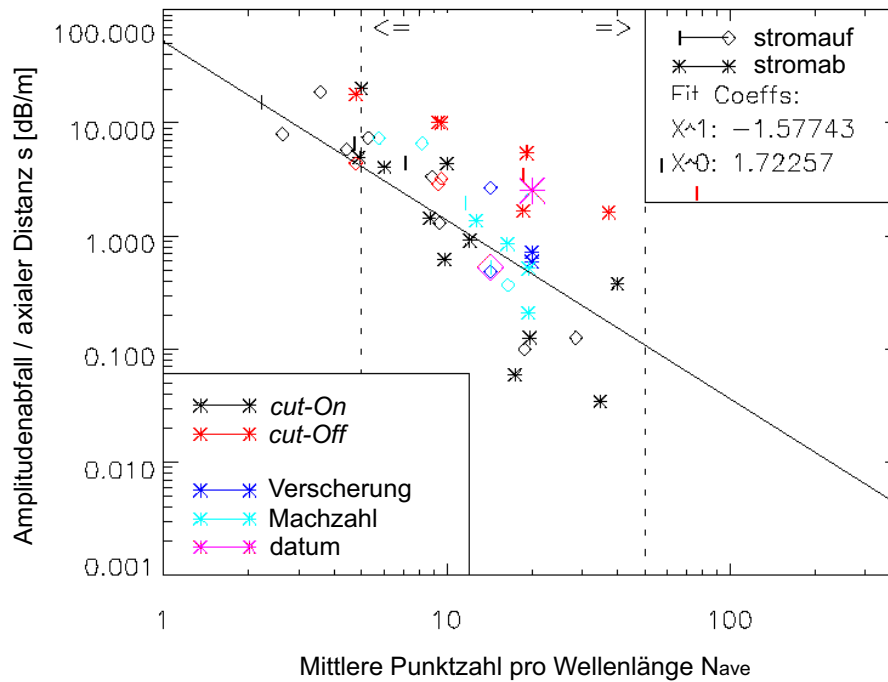
In der Abbildung ist der Amplitudenfehler in Abhängigkeit von  $N_{ave}$  aufgetragen. Der Amplitudenfehler ist darin definiert als die Abweichung des theoretischen vom numerischen Schalldruckpegel, jeweils bezogen auf die Ausbreitungsdistanz  $s$  der Störung.

Auffällig ist die relativ starke Streuung der Werte. Die größten Abweichungen von der eingezeichneten Ausgleichsgeraden ergeben sich dabei für die nicht ausbreitungsfähigen Störungen, die für die eigentliche Schallausbreitung ins Fernfeld jedoch keine Rolle spielen. Trotz der relativ großen Streuung ist deutlich der Abfall des Amplitudenfehlers mit steigender örtlicher Auflösung zu erkennen. Dieser Zusammenhang lässt sich in der logarithmischen Darstellung näherungsweise durch eine lineare Abhängigkeit zwischen Amplitudenfehler und örtlicher Netzauflösung beschreiben. Die Steigung dieser Geraden erhält man durch eine Approximation über die Minimierung der Summe der Fehlerquadrate.

Bei der Wahl der Netzauflösung für ein gegebenes Problem lässt sich in der Praxis folgendermaßen vorgehen: Zunächst definiert man eine Toleranz für den Amplitudenfehler über eine gewisse räumliche Distanz, beispielsweise  $0.5 \text{ dB} / \text{Wellenlänge}$ . Damit lässt sich näherungsweise die Anzahl der benötigten Netzknoten in Richtung der Wellenfront aus dem Diagramm ablesen. Für dieses Beispiel ergibt sich eine notwendige Auflösung von ca. 20 – 25 Gitterpunkten. Ähnliche Betrachtungen lassen sich für die Phase anstellen, die sich ergebende Auflösung liegt in einem ähnlichen Bereich. In der Praxis sind weder die Maschenweiten noch die mittlere Machzahl konstant, sodass ein so ermittelter Wert für die Netzauflösung als minimale Anforderung an das Rechengitter für ein gegebenes Problem zu sehen ist.

### 3.2.2 Ein- und Austrittsrandbedingungen

Der Wahl geeigneter Randbedingungen kommt im Rahmen numerischer Untersuchungen eine große Bedeutung zu. Um den Rechenaufwand bei praktischen Anwendungen zu minimieren ist man bestrebt das Rechengebiet so klein wie möglich zu gestalten. Gleichzeitig muss gewährleistet sein, dass die Lösung im Inneren des Rechengebietes weitestgehend unabhängig von der Lage dieser Ränder ist.



**Abbildung 3.4:** Numerischer Amplitudenfehler in Abhängigkeit von der Netzauflösung

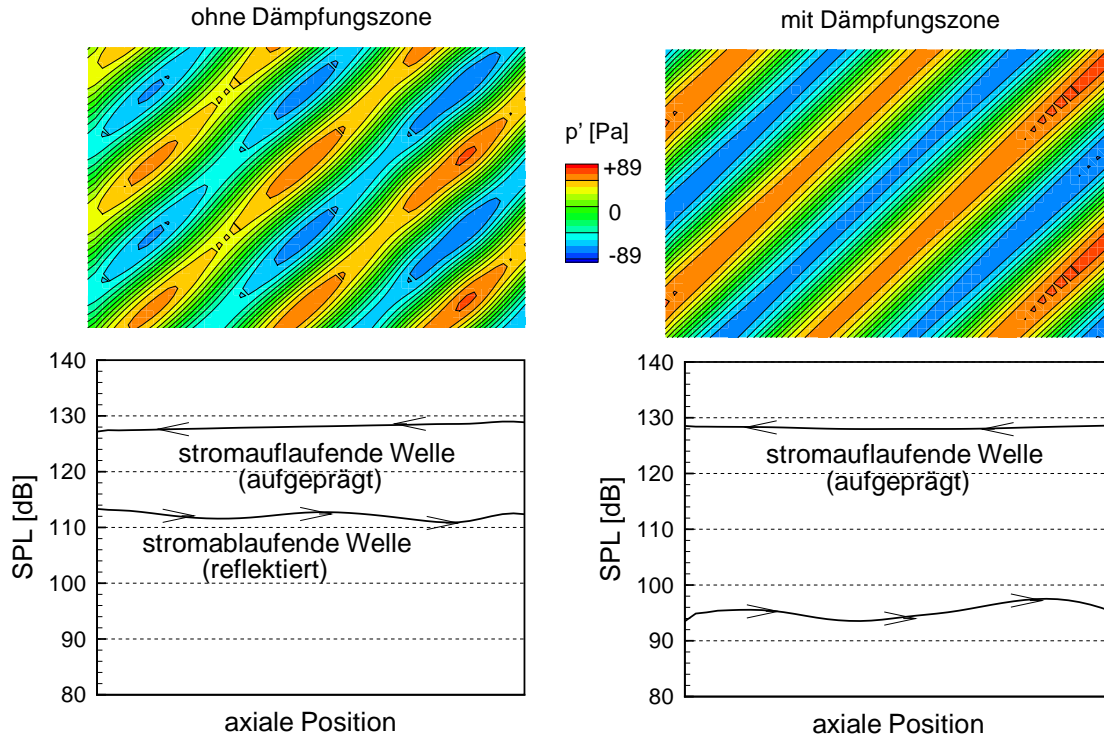
Dass dies nicht unproblematisch ist, lässt sich mit dem Charakter der problembeschreibenden Gleichungen erklären. Die Ausbreitungsrichtung physikalischer Informationen wird darin durch die Richtung der Charakteristiken festgelegt. Diese Charakteristiken werden sowohl durch den Typ des Gleichungssystems als auch durch die physikalischen Gegebenheiten bestimmt. Legt man an einer beliebigen Stelle einen Ein- oder Austrittsrand fest, so gibt es im Fall der Navier-Stokes Gleichungen bei subsonischen Strömungsverhältnissen eine endliche Anzahl in das Rechengebiet hineinlaufender und aus dem Rechengebiet herauslaufende Charakteristiken. Für die Formulierung geeigneter Randbedingungen sind also Informationen aus dem Inneren des Rechengebietes erforderlich, die Ihrerseits wieder von den Randbedingungen selbst abhängen.

Im Kontext turbomaschinenspezifischer Anwendungen haben sich von Giles [45] vorgeschlagene, so genannte nicht-reflektierende Randbedingungen etabliert. Diese basieren auf einer Betrachtung der linearisierten Euler-Gleichungen im Frequenz/Wellenraum. Störungen sind durch eine Frequenz und Wellenlänge charakterisiert und werden den entsprechenden Eigenwerten des Systems zugeordnet. Verschwinden alle in das Rechengebiet hineinlaufenden Störungen, so bezeichnet man die Randbedingungen als nicht-reflektierend. Die Formulierung der Randbedingungen wurden von Giles zunächst hergeleitet, ohne den Wertebereich der auftretenden Frequenzen oder Wellenlängen weiter einzuschränken. Für die praktische Implementierung werden in der Regel Vereinfachungen getroffen. Diese führen dazu, dass lediglich diejenigen Störwellen, welche nahezu eben auf einen Rand treffen, in geeigneter Weise berücksichtigt werden (Engel [29]). Eben bedeutet dabei, dass sich die Wellenfront in Richtung der Grundströmung (also im Zusammenhang mit den definierten Testfällen zur Schallausbreitung axial) ausbreitet.

Da die Wellenfronten der im vorangegangenen Abschnitt definierten Druckstörungen grundsätzlich einen Winkel gegenüber der horizontalen aufweisen (also nicht eben auf den Ein- bzw. Austrittsrand treffen), stellen die dort definierten Testfälle eine besondere Herausfor-

derung an die numerischen Randbedingungen dar. Die Vereinfachung bei deren Formulierung führt schließlich dazu, dass die auf die Berandung des Rechengebietes treffenden Druckstörungen dort teilweise reflektiert werden und ins Innere des Rechengebietes zurücklaufen. Die Amplituden dieser reflektierten Störungen können dabei im Vergleich zur aufgeprägten Störung beträchtliche Werte erreichen.

Führt man eine Wellenerlegung durch (*wave-splitting*, vgl. Wilson [134]), die eine Druckstörung in die Anteile der entsprechenden Eigenwerte aufspaltet, lässt sich der Einfluss der Randbedingungen quantifizieren. Neben der qualitativen Veränderung des Stördruckfeldes (s. Abbildung 3.5, links oben) sind die Ergebnisse dieser Wellenerlegung in der Abbildung 3.5 (unterer Teil) dargestellt. Die Bilder zeigen eine am Austrittsrand des Rechengebietes aufgeprägte und sich stromauf ausbreitende Druckstörung. Die Amplitude der aufgeprägten Störung entspricht einem Schalldruckpegel von ca. 130 dB. Der Schalldruckpegel, der am Eintrittsrand entstehenden unphysikalischen Druckstörung erreicht Werte von ca. 114 dB. Diese läuft in das Feld hinein, überlagert sich der aufgeprägten, in die entgegen gesetzte Richtung laufenden Störung und ist das Resultat der oben beschriebenen inkonsistenten Formulierung der Randbedingungen.



**Abbildung 3.5:** Einfluss der Randbedingungen mit und ohne Dämpfungszone auf das Strömungsfeld am Beispiel des Referenzfalls mit  $\bar{M} = 0.4$ ,  $\xi = 1.1$  und  $k_y = 2$

Um den Einfluss der Randbedingungen zu minimieren gibt es, insbesondere im Rahmen der Entwicklung von CAA-Methoden, viele Vorschläge, die teilweise jedoch auf spezielle Problemstellungen abgestimmt sind [117, 20]. Eine Möglichkeit besteht in der Einführung numerischer Dämpfungszonen an den Rändern des Rechengebietes. Innerhalb dieser Zonen wird die physikalische Störung künstlich dissipiert, bevor diese auf den eigentlichen Austrittsrand trifft. Eine Reflexion der Störung wird damit verhindert. Im einfachsten Fall geschieht dies durch eine stetige Vergrößerung der Gitterzellen in der Nähe des numerischen Randes. Der Einfluss auf die Lösung im Inneren des Rechengebietes ist in der Abbildung 3.5 (rechts) am Beispiel der strom-

auf laufenden Druckstörung dargestellt. Das Verhältnis der ersten zur letzten Maschenweite betrug in der Region erhöhter numerischer Dissipation ungefähr 10:1 (vgl. Abbildung 3.2). Damit wurde der Schalldruckpegel der reflektierten (unphysikalischen) Druckstörung um ca. 20 dB gesenkt. Ein allgemeinerer Ansatz ist die Implementierung künstlicher, numerischer Dämpfungsterme, die lediglich innerhalb der Randzonen aktiv sind und die Störamplituden gezielt abklingen lassen, bevor diese mit den Rändern wechselwirken [41, 116]. Diese Zonen erhöhter Dämpfung müssen dem eigentlichen Rechengebiet hinzugefügt werden (erhöhen also den Rechenaufwand), die Lösung dort ist entsprechend unphysikalisch.

Darüber hinaus lässt sich mit dem in Kapitel 2.3 dargestellten Kopplungsverfahren das ausgehende vom eingehenden akustischen Feld trennen und damit der Einfluss der Reflexionen an den Rändern des Rechengebietes zumindest teilweise kompensieren. Dabei geht man davon aus, dass alle in das Rechengebiet hineinlaufenden Störungen ein Artefakt der Randbedingungen sind. Damit reicht es aus, lediglich das aus den Kopplungsebenen herauslaufende akustische Feld als das von der Stufe emittierte Schallfeld zu betrachten, das reflektierte Feld erfährt keine weitere Berücksichtigung. Die Annahme ist dabei, dass die künstlichen Reflexionen an den Rändern ihrerseits keine neuen Störungen induzieren.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde eine insgesamt moderate und auf wenige Zellen beschränkte Netzvergrößerung (in ähnlicher Weise wie bei dem oben aufgeführten Beispiel) in Verbindung mit der vorgestellten Kopplungsmethode eingesetzt, um den Einfluss der Randbedingungen auf die Lösung so gering wie möglich zu halten bzw. im Nachhinein herauszurechnen. Damit lagen die Amplituden fast aller in das Strömungsfeld hineinlaufenden (also reflektierten) Moden um mehr als 10 dB bis 15 dB unter denen der aus dem Rechengebiet herauslaufenden.

## 4 Behandlung beliebiger Schaufelzahlen in der Turbomaschine

Im bisherigen Verlauf der Arbeit wurde sowohl anhand der akustischen Theorie als auch anhand von experimentellen Daten aus der Literatur gezeigt, dass die Abbildung der realen Schaufelzahlen in der Simulation von Turbomaschinenstufen von großer Bedeutung ist. Mit dem vorhandenen Verfahren war dies - wie im Folgenden diskutiert wird - im Rahmen einer praktischen Anwendung in der Regel nicht möglich, sodass das numerische Verfahren entsprechend erweitert werden musste. Diese Verfahrenserweiterung wird im Folgenden dokumentiert, wobei die Überprüfung und Anwendbarkeit der entwickelten Methode an einer realitätsnahen Konfiguration demonstriert wird.

### 4.1 Problemstellung und Lösungsmöglichkeiten

Innerhalb der Turbomaschine sind in der Regel die physikalischen Phänomene im Bereich der mittleren Längenskalen von Interesse. Dementsprechend ist jede Schaufelpassage mit einer darauf abgestimmten Anzahl von Gitterpunkten aufzulösen (s. Abschnitt 3.2.1 im vorigen Kapitel). Gleichzeitig ist bei rotationssymmetrischen Problemstellungen ohne Einführung geeigneter Randbedingungen in Umfangsrichtung die Vernetzung des gesamten Umfangs erforderlich. Dies führt zu derzeit (und in naher Zukunft) nicht praktikablen Rechenzeiten. Deshalb beschränkt man sich für die praktische Anwendung auf die Berechnung eines einzelnen Segmentes, die entsprechende Einteilung in der Turbomaschine erfolgt üblicherweise durch die Beschaukelung. Das Rechengebiet weist nun zusätzliche Berandungen auf, an denen Randbedingungen formuliert werden müssen. In der Regel setzt man hierzu eine Periodizität voraus, d.h. das Strömungsfeld innerhalb des betrachteten Segments wiederholt sich in Umfangsrichtung. Diese einfache Periodizitätsbedingung lautet für einen beliebigen, periodischen Randpunkt

$$u(x, r, \varphi, t) = u(x, r, \varphi + \Phi, t). \quad (4.1)$$

Darin ist  $\Phi$  der Teilungswinkel des betrachteten Segments. Für das numerische Verfahren bedeutet dies, dass nach jedem Zeitschritt die Zustandsgrößen an den periodischen Rändern direkt ausgetauscht werden und als Randbedingungen für den nächsten Zeitschritt dienen. Zeitlich werden alle Frequenzen, die größer als die Durchgangsfrequenz dieses Segments sind, aufgelöst, solange dies der numerische Zeitschritt ermöglicht.

Erstreckt sich das Rechengebiet auf mehrere Schaufelreihen, dann muss die örtliche Periodizität einheitlich im gesamten Rechengebiet sein, um die Schaufelreihen direkt miteinander

koppeln zu können. Dazu müssen die Schaufelzahlen der beteiligten Schaufelreihen entweder übereinstimmen oder die Teilungen beider Rechengebiete in Umfangsrichtung durch eine geeignete Wahl der Anzahl von vernetzten Passagen zur Deckung gebracht werden. Gerade dies wird bei realen Konfigurationen u.a. aus strukturmechanischen Gründen oft vermieden, sodass für die numerische Simulation die Geometrien in der Regel derart skaliert werden, dass nach wenigen (bestenfalls einer) Schaufelpassage die einfache Periodizitätsrandbedingung nach Gleichung 4.1 erfüllt wird.

Während diese Skalierung für aerodynamische Untersuchungen gängig ist - ein Gefühl für die Änderung der aerodynamischen Parameter vermittelt die in Kapitel 4 durchgeführte Parameterstudie zum Schaufelzahlverhältnis - verbietet sich die Anpassung der Schaufelzahlen bei der Behandlung aeroakustischer Fragestellungen. Dies wurde bei der Aufbereitung der entsprechenden Theorie in Kapitel 2.2 deutlich. Will man eine Skalierung der Geometrie vermeiden, schafft die Formulierung einer erweiterten Periodizitätsbedingung Abhilfe. Darin führt man einen -zunächst beliebigen- Zeitversatz  $\Delta t$  zwischen 'unterem' ( $\varphi$ ) und 'oberem' ( $\varphi + \Phi$ ) periodischen Rand ein. Die entsprechende Formulierung dafür lautet

$$u(x, r, \varphi, t) = u(x, r, \varphi + \Phi, t + T + \Delta t), \quad (4.2)$$

Die Einführung dieses Zeitversatzes ermöglicht es dann, das Rechengebiet für beliebige Schaufelzahlverhältnisse grundsätzlich auf eine einzelne Schaufelpassage zu beschränken. Der zeitliche Versatz entsteht dann, wenn Schaufelreihen unterschiedlicher Schaufelzahlen miteinander gekoppelt werden. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 4.1 am Beispiel einer isolierten Turbinenstufe verdeutlicht. Vergleicht man die Position des Stator-Nachlaufs am oberen und am unteren periodischen Rand des Rotor-Rechengebietes (in der Abbildung durch die blaue Linie gekennzeichnet), so ist der Zeitversatz dort deutlich zu erkennen. Während der Nachlauf am oberen Rand gerade auf die Vorderkante des Rotors auftrifft, hat er am unteren Rand die Vorderkante bereits passiert.

Eine Störung, in diesem Fall durch den Nachlauf des vorangegangenen Stators hervorgerufen, tritt im Relativsystem des Rotors mit der Blattfolgefrequenz des Stators, also mit der Frequenz

$$f_B = \frac{V}{2\pi} |\Omega_B - \Omega_V| \quad (4.3)$$

auf. Zusammen mit der Differenz der Teilungswinkel

$$\Delta\varphi_B = -2\pi \frac{B - V}{B} \cdot \text{sgn}[\Omega_B - \Omega_V] \quad (4.4)$$

ergibt sich für den Zeitversatz zwischen oberem und unterem periodischen Rand im Rotorsystem

$$\Delta t_B = \frac{\Delta\varphi_B}{2\pi f_B}. \quad (4.5)$$

Entsprechendes gilt für das Rechengebiet des Stators. Die dort maßgebliche Störfrequenz ist dann gleich der Blattfolgefrequenz des vorbeiziehenden Rotors.

Während bei der direkten Periodizitätsbedingung nach Gleichung 4.1 ein direkter Austausch der Strömungsgrößen zwischen den periodischen Rändern möglich war, müssen bei der erweiterten Periodizitätsbedingung nach Gleichung 4.2 die Daten vor dem Austausch entsprechend aufbereitet und in der Zeit mit einem Versatz versehen werden (deshalb werden im weiteren

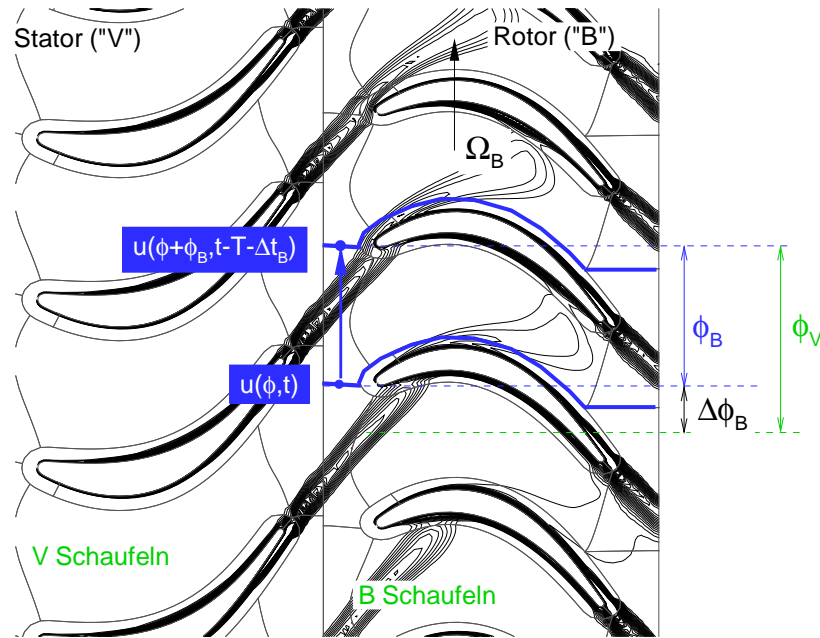


Abbildung 4.1: Prinzip der versetzt periodischen Ränder

Verlauf dieser Arbeit die Randbedingungen als *versetzt periodisch* bzw. *phase-lagged* bezeichnet). Dazu werden in der Literatur mehrere Möglichkeiten beschrieben. Im Folgenden sind lediglich die Methoden aufgeführt, deren praktische Umsetzung bereits in einem Strömungslöser demonstriert wurde:

- Erdos&Alzner [35] schlagen ein direktes Abspeichern der Strömungsgrößen an jedem Randpunkt über eine zeitliche Periode vor. Auf diesen Datenspeicher kann beliebig zugegriffen werden, sodass für den Datenaustausch an den Randpunkten nicht die aktuellen, sondern die Daten eines - je nach Vorzeichen des Zeitversatzes - früheren bzw. späteren Zeitpunktes benutzt werden können. Diese Möglichkeit ist einfach zu implementieren, die Speicheranforderungen sind jedoch vergleichsweise hoch.
- Von Giles [46] wurde eine Methode entwickelt, die eine zeitliche Transformation der Erhaltungsgleichungen durchführt. Dieser eher mathematisch orientierte Ansatz erlaubt die formale Beibehaltung der direkten Periodizitätsbedingungen, wobei der Zeitversatz durch eine Neigung der Zeitebene in Umfangsrichtung berücksichtigt wird. Der wesentliche Nachteil des Verfahrens liegt in einer Beschränkung der Neigung dieser Zeitebene, sodass das Rechengebiet unter Umständen auf mehrere Passagen ausgedehnt werden muss. Zudem findet die Rechnung selbst nicht mehr in der physikalischen Zeit statt, sodass die Ergebnisse entsprechend transformiert werden müssen. Die Implementierung der exakten Theorie ist nur für die Euler-Gleichungen praktikabel. Neben den frühen Arbeiten von Giles wurde in der Literatur die Anwendbarkeit dieser Methode von Jung [62] demonstriert.
- Die dritte Implementierungsmöglichkeit wurde von He [51] und Gerolymos [43] vorgeschlagen. Beide behandeln den Zeitversatz an den periodischen Rändern durch eine zeitliche Fourierzerlegung jedes einzelnen Randpunktes. Diese Methode ist wenig speicheraufwendig, da anstelle der gesamten Zeitgeschichte eines Signals lediglich eine An-



zahl von Fourier-Koeffizienten abgespeichert wird. Gerolymos definiert in diesem Zusammenhang die so genannten *chorochronischen Harmonischen* die, basierend auf einer Fourierzerlegung in Zeit und Ort, die Stufenkopplung ermöglichen. Von He wird eine Methode vorgeschlagen, die mehrere Störfrequenzen berücksichtigt und so prinzipiell die Kopplung von mehr als zwei Schaufelreihen, also auch mehrerer Stufen, ermöglicht. Die Annahme ist dabei, dass sich die Störungen linear überlagern lassen und dass eine zeitliche Periodizität vorliegt. Damit lässt sich das Signal durch harmonische Analyse in die Anteile der einzelnen Frequenzen zerlegen.

## 4.2 Gewählte Methode

Mit dem Ansatz von He [51, 54] können durch die Fourierzerlegung der Randpunkte grundsätzlich mehrere Störfrequenzen - und damit der Einfluss mehrerer Schaufelreihen - vom Ansatz her mit berücksichtigt werden. Deshalb wurde diese Methode in das existierende Verfahren integriert. Die Anwendung und Überprüfung beschränkt sich im Rahmen dieser Arbeit jedoch auf einstufige Konfigurationen, da hier das (in der Regel einstufige) Gebläse im Vordergrund der Untersuchungen steht.

Die einzige Einschränkung der Methode ist, dass die auftretenden Frequenzen für die durchzuführende Fourierzerlegung genau bekannt sein müssen und keine weitere Störfrequenzen im Strömungsfeld vorhanden sein dürfen. Derartige Störfrequenzen sind z.B. vorhanden, wenn im Nachlauf der Schaufelprofile ausgeprägte Karman-Wirbel auftreten, deren Frequenz sich deutlich von der Grundfrequenz unterscheidet. Diese Phänomene können mit dem gewählten Ansatz nicht korrekt wiedergegeben werden.

Für aeroakustische Simulationen stellt dies keine grundsätzliche Einschränkung dar, da eine durch die Karmanstraße am Schaufelprofil verursachte Störung aufgrund ihrer hohen Frequenz in der Regel deutlich außerhalb des wahrnehmbaren Bereiches liegt; sie kann jedoch ggf. das Ergebnis bei der betrachteten Frequenz verfälschen.

Wichtig an dieser Stelle ist, dass die Methode keiner Einschränkung bezüglich der Regel nach Tyler und Sofrin unterliegt (Gleichung 2.28, s. [120]). Die Frequenzen der Rotor/Stator Interaktionsmoden sind dabei im Vorfeld bekannt und Vielfache der Blattfolgefrequenz des Rotors. Wie im Rahmen der Anwendung des Verfahrens zu einem späteren Zeitpunkt demonstriert wird, werden alle Umfangsmoden (also auch solche, die örtlich langwelliger als eine Schaufelpassage sind) durch die Methode wiedergegeben, obwohl das Rechengebiet in Umfangsrichtung auf ein Passage beschränkt ist.

### 4.2.1 Allgemeiner Ansatz

Zunächst führt man die Zerlegung einer Strömungsgröße in ihren zeitlichen Mittelwert  $u_0$  und einen Schwankungswert durch. Der Schwankungswert enthält dabei die Anteile mehrerer Störungen, die mit konstanten und bekannten Frequenzen auftreten. Sind diese Störungen klein im Vergleich zum zeitlichen Mittelwert, dann ergibt sich der aktuelle Wert einer Strömungsgröße durch Aufsummieren der  $N_{PER}$  Anteile der einzelnen Störungen zu

$$u = u_0 + \sum_{i=1}^{N_{PER}} u'_i. \quad (4.6)$$

Jede einzelne Störgröße kann wiederum fourierzerlegt werden. Benutzt man für die diskrete Zerlegung  $N_{FOU}$  Harmonische der Grundfrequenz  $f_i$ , so ergibt sich der Störanteil der  $i$ -ten



Frequenz zu

$$u'_i = \sum_{n=1}^{N_{FOU}} [a_{i,n} \cos(n \cdot 2\pi f_i t) + b_{i,n} \sin(n \cdot 2\pi f_i t)]. \quad (4.7)$$

Die Zerlegung wird fortlaufend, basierend auf den aktuellen Strömungsgrößen der Randwerte durchgeführt. Diese sind zu jedem Zeitpunkt nur als momentane Werte vorhanden, enthalten also die Anteile aller Störungen inklusive des zeitlichen Mittelwertes. Zur Berechnung der Fourierkoeffizienten einer Frequenz müssen die Anteile aller anderen Frequenzen  $R$  vom aktuellen Wert  $u$  zunächst subtrahiert werden. Die Berechnung der Koeffizienten erfolgt für jede Frequenz einzeln und nimmt folgende Form an:

$$a_{i,n} = f_i \sum_{i=1}^{N_{PER}} (u - R_j) \sin(n \cdot 2\pi f_i t) \Delta t \quad (4.8)$$

$$b_{i,n} = f_i \sum_{i=1}^{N_{PER}} (u - R_j) \cos(n \cdot 2\pi f_i t) \Delta t \quad (4.9)$$

$$\text{mit } R_j = \sum_{i=1}^{N_{PER}} \sum_{n=1}^{N_{FOU}} [a_{i,n} \sin(n \cdot 2\pi f_i t) + b_{i,n} \cos(n \cdot 2\pi f_i t)] \quad (i \neq n) \quad (4.10)$$

Jede Störfrequenz besitzt ihren eigenen Zeitversatz  $\Delta t_i$ . Sind die Fourierkoeffizienten bekannt, lässt sich jede Strömungsgröße zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t$  daraus rekonstruieren und für den Datenaustausch mit einem Zeitversatz versehen. Die Rekonstruktion nimmt folgende Form an:

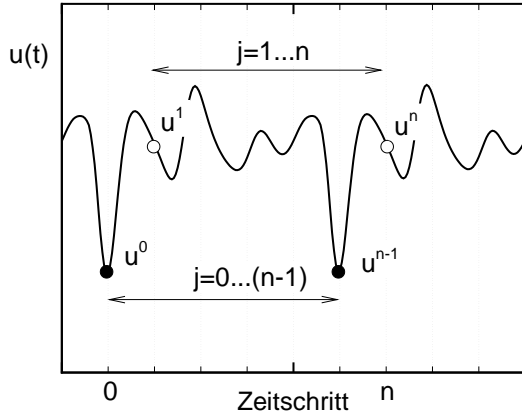
$$u = u_0 + \sum_{i=1}^{N_{PER}} \sum_{n=1}^{N_{FOU}} [a_{i,n} \sin(n(2\pi f_i t + \Delta t_i)) + b_{i,n} \cos(n(2\pi f_i t + \Delta t_i))]. \quad (4.11)$$

### 4.2.2 Integration in das Verfahren

Für den praktischen Einsatz einer numerischen Methode spielen die Robustheit und das Konvergenzverhalten eine große Rolle. Diese Eigenschaften hängen neben der Methode selbst von der Implementierung in das numerische Verfahren ab.

Die vorgestellte Methode erwies sich am Anfang ohne weitere Maßnahmen als relativ instabil und wenig robust. Grund dafür ist die starke Kopplung der örtlichen mit der zeitlichen Periodizität. Besonders zu Beginn der zeitgenauen Simulation, die mit der stationären Lösung initialisiert wird, weichen die Fourierkoeffizienten stark von der angestrebten, periodischen Lösung ab. Dadurch werden unphysikalische Störungen ins Strömungsfeld eingebracht, die wiederum mit in die Berechnung der Fourierkoeffizienten für die nächste Periode eingehen. Dazu kommen Störungen, die mit unterschiedlichen Frequenzen auftreten (hervorgerufen beispielsweise durch Reflexionen an den Ein- und Austrittsrändern), die durch die Fourierzerlegung nicht berücksichtigt werden und damit zu Fehlern führen. Beide Effekte können zu einer Instabilität der Lösung führen.

Zur Berechnung der Fourierkoeffizienten müssen bereits Daten über eine volle Periodendauer vorliegen. Dies erfordert eine geeignete Initialisierung, hier erfolgt die Startbelegung der Koeffizienten mit den zeitlich konstanten Werten der stationären Vorrechnung. Während dieser



$$\begin{aligned}
 a_i &= \sum_{j=0}^{n-1} u^j \cos(2\pi i \frac{j}{n}) \\
 &= \sum_{j=1}^n u^j \cos(2\pi i \frac{j}{n}) \quad (4.12)
 \end{aligned}$$

$$a_i^n = a_i^{n-1} + (u^n - u^0) \cdot \cos(2\pi i \frac{j}{n}) \quad (4.13)$$

**Abbildung 4.2:** Korrekturvorschrift der Fourierkoeffizienten mit den aktuellen Werten am Beispiel des Realteils der  $i$ -ten Harmonischen einer Strömungsgröße  $u$

Initialisierungsphase werden die Daten für die darauf folgende Periode berechnet. Die nächste Periode bestimmt wiederum die Koeffizienten für die darauf folgende usw., sodass die aktuellen Fourierkoeffizienten immer aus der Lösung der vorangegangenen Periode hervorgehen. Ist die Lösung zeitlich periodisch, ändern sich die berechneten Koeffizienten nicht mehr.

Beim Übergang vom stationären zum zeitperiodischen Arbeitspunkt treten oft starke, unphysikalische Gradienten der Strömungsgrößen in den Randpunkten auf, die durch Abweichungen der Fourierkoeffizienten von Periode zu Periode während dieser transienten Phase hervorgerufen werden. Um diese Gradienten zu begrenzen und dadurch der Methode mehr Robustheit zu verleihen wurden die neu berechneten Fourierkoeffizienten mit den alten Werten in folgender Form relaxiert:

$$a^{p,neu} = \alpha a^{p-1} + (1 - \alpha) a^p, \quad (4.14)$$

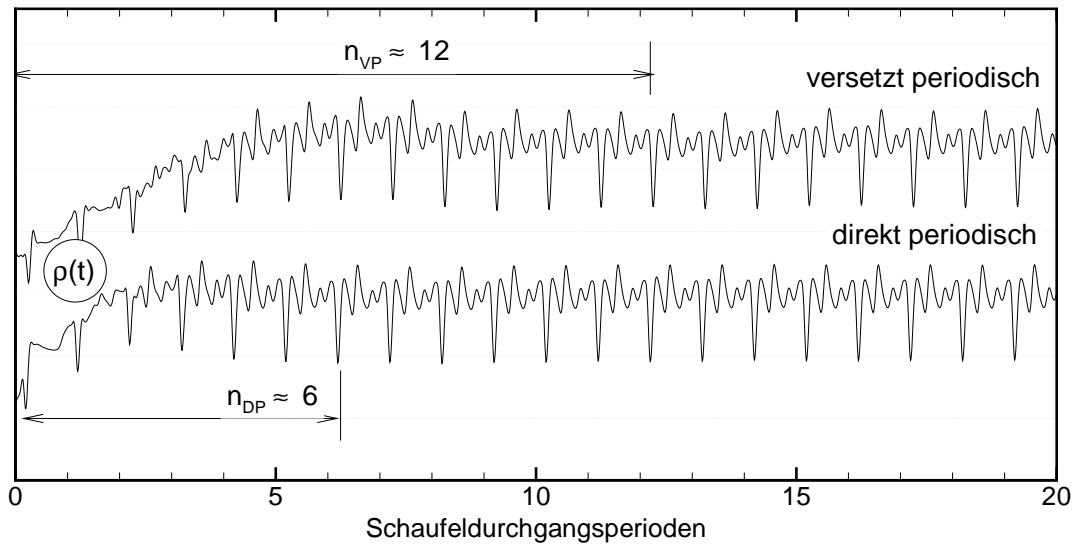
Darin bezeichnet  $a^{p,neu}$  den Realteil des Koeffizienten eines Randpunktes der neuen Periode  $p$  und  $a^{p-1}$  den entsprechende Wert der letzten Periode. Wichtig dabei ist, dass diese Art der Relaxierung nur dann wirksam ist, wenn sich die Koeffizienten der letzten deutlich von denen der aktuellen Periode unterscheiden. Ist ein zeitperiodischer Zustand erreicht, ändern sich die Fourierkoeffizienten nicht mehr, die Relaxierung ist damit unwirksam. Dies bedeutet, dass dem System dauerhaft kaum zusätzliche, numerische Dämpfung zugeführt wird.

Darüber hinaus erwies sich die Relaxierung des ersten Punktes im Inneren des Rechengebietes mit dem zugehörigen Randwert ebenfalls als stabilisierend. Da diese Art der Relaxierung eine 'echte' numerische Dämpfung darstellt, ist sie nur während einer transienten Übergangsphase aktiv, da das Ergebnis sonst verfälscht würde.

Grundsätzlich ist zur Berechnung der Fourierkoeffizienten die Summation über eine volle Periode erforderlich (vgl. Gleichung 4.12), sodass erst nach Ablauf dieser Periode die Koeffizienten für die aktuelle Periode daraus berechnet werden können, d.h. die Aktualisierung der Koeffizienten erfolgt einmal pro Periode. Die Randbedingungen der laufenden Iteration basieren damit auf den Daten der vorherigen, was zu einem sehr trägen System mit entsprechend schlechten Konvergenzeigenschaften führt. Zur Konvergenzbeschleunigung wurde deshalb eine Korrekturvorschrift der Fourierkoeffizienten formuliert, die nach jedem Zeitschritt anwendbar und in Abbildung 4.2 skizziert ist.

Nimmt man formal exakte Periodizität eines Signals an, lassen sich die Fourierkoeffizienten

über ein beliebiges Intervall berechnen, also entweder über ein Intervall von  $[0 \dots n - 1]$  oder ein Intervall mit gleicher Länge, jedoch von  $[1 \dots n]$ . Ist noch keine Periodizität vorhanden, unterscheiden sich die Koeffizienten je nach Wahl des Intervalls voneinander. Bei der Summation über das erste Intervall ergibt sich der Wert für die Fourierkoeffizienten zu  $a^n$ . Entsprechend ergibt sich ein anderer Wert  $a^{n-1}$  bei Aufsummierung über das zweite Intervall. Bildet man die Differenz beider Ausdrücke, erhält man eine Korrekturvorschrift für die Fourierkoeffizienten des neuen Zeitschrittes (Zeitlevel  $n$ ), die lediglich von denen des letzten Zeitschrittes (Zeitlevel  $n - 1$ ) und dem Strömungsvektor  $u$  zum Zeitpunkt 0 und  $n$  abhängt. Die Strömungsgrößen zum Zeitpunkt  $n$  sind vorhanden und entsprechen den aktuellen physikalischen Werten; die Werte für  $u^0$  lassen sich mit Gleichung 4.11 und den gespeicherten aktuellen Fourierkoeffizienten berechnen. Diese Korrekturvorschrift kann nach jedem Zeitschritt auf die Berechnung der Koeffizienten angewendet werden. Der Übergang zu einer zeitlich periodischen Lösung wird damit deutlich schneller erzwungen, als wenn die Koeffizienten erst jeweils nach Ablauf einer vollen Periode ausgewertet werden.

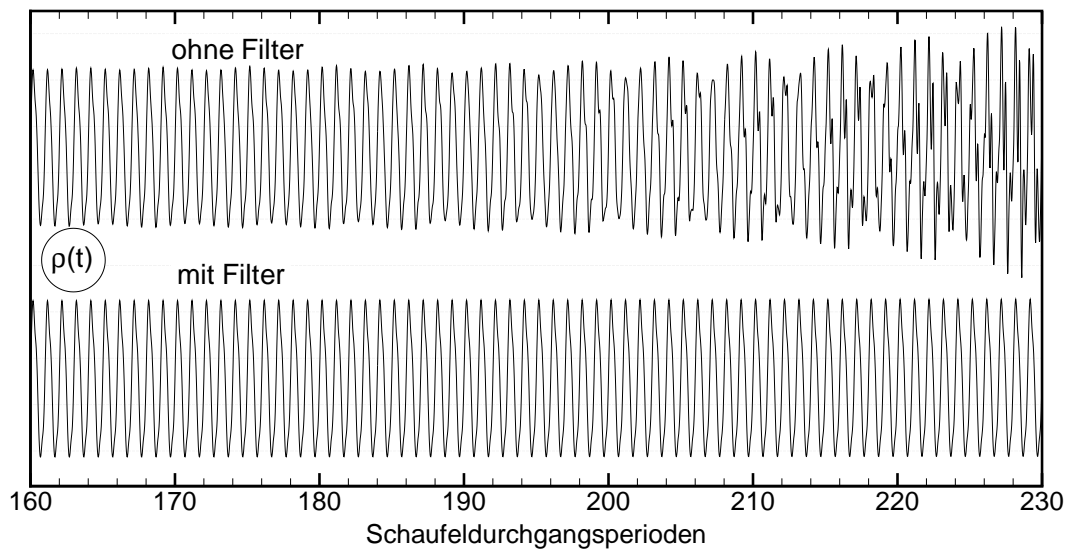


**Abbildung 4.3:** Übergang vom stationären zum zeitperiodischen Arbeitspunkt am Beispiel des zeitlichen Dichteverlaufs (Mittelwert jeweils verschoben)

Abbildung 4.3 zeigt am Beispiel des zeitlichen Verlaufs der Dichte an einem beliebigen Punkt im Rechengebiet das Konvergenzverhalten der Methode. Der Koordinatenursprung kennzeichnet den Start der zeitgenauen Simulation. Die versetzt periodische Lösung zeigt nach ca. 12 Schaufeldurchgangsperioden ein zeitperiodisches Verhalten. Dies entspricht in etwa einer Verdopplung der Anzahl zu rechnender Perioden im Vergleich zu einer Simulation, bei der die direkt periodischen Randbedingungen zum Einsatz kommen. Der Grad der Periodizität lässt sich dabei dadurch beurteilen, dass sich die zeitlichen Dichteverläufe im Rahmen einer definierten Genauigkeit von Periode zu Periode nicht mehr ändern.

Neben einem möglichst schnellen Übergang zu einer zeitlich periodischen Lösung muss gewährleistet sein, dass die Methode auch langfristig stabil ist. Auch diese Langzeitstabilität erwies sich als problematisch, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist. Im oberen Diagramm ist ein Zeitschrieb der Dichte an einem festen Ort im Strömungsfeld dargestellt. Zu erkennen sind zunächst kleine Abweichungen von der exakten Periodizität. Diese werden durch Störun-

gen im Strömungsfeld hervorgerufen, die mit einer anderen als der bei der Fourierzerlegung berücksichtigten Frequenz auftreten. Diese Störungen führen schließlich zu der gezeigten Divergenz der Lösung. Dieser Effekt trat dabei (in diesem Fall) erst nach weit über hundert gerechneten Schaufeldurchgangsperioden auf. Die im Diagramm erkennbaren niederfrequenten Anteile stehen in keinem erkennbaren Zusammenhang zur Grundfrequenz und sind zudem nahezu unabhängig von der Lage der Ein- und Austrittsränder des Rechengebietes. Um diese Instabilität zu unterdrücken, wurden die Fourierkoeffizienten mit einem Filter beaufschlagt. Nach dem Erreichen eines zeitperiodischen Zustandes werden die Koeffizienten über eine zu definierende Anzahl von Perioden gemittelt. Diese zeitlich gemittelten Größen werden dann in geeigneter Weise mit den jeweils neu berechneten Koeffizienten verknüpft. Der Einfluss auf den zeitlichen Dichteverlauf bei einem Einsatz dieses Filters ist im unteren Diagramm der Abbildung 4.4 zu sehen. Der Verlauf zeigt auch ein langfristig stabiles Verhalten der Methode, ohne erkennbaren Einfluss auf die Amplituden der Grundfrequenz auszuüben.



**Abbildung 4.4:** Zeitlicher Dichteverlauf mit und ohne Filter (Mittelwert jeweils verschoben)

## 4.3 Überprüfung und Anwendung der Methode

In den folgenden Abschnitten wird sowohl die praktische Anwendbarkeit der Methode an einem repräsentativen Testfall gezeigt, als auch die Richtigkeit der Implementierung in das existierende Verfahren dokumentiert. Die Überprüfung erfolgt zunächst durch einen ausführlichen Vergleich des zeitabhängigen Strömungsfeldes mit dem der voll periodischen Lösung. Um die Rechenzeiten für die direkt periodische Simulation überschaubar zu halten, erfolgt diese Überprüfung auf einem radialen Schnitt, also zweidimensional.

Aufbauend auf diesen Ergebnissen wird der Einfluss des Schaufelzahlverhältnisses auf die instationäre Aerodynamik durch eine Parameterstudie am vorgestellten Validierungsfall aufgezeigt. Der Einfluss auf die Struktur des modalen akustischen Feldes wurde an einem Beispiel in Kapitel 2.2.3 bereits gezeigt. Die durchgeführte Parameterstudie dient in erster Linie dazu, ein Gefühl für die Fehler zu vermitteln, die durch eine künstliche Anpassung des Schaufelzahlverhältnisses zur Einhaltung direkt periodischer Randbedingungen entstehen können. Dabei sollen die Unterschiede in der aerodynamischen Wechselwirkung im Vordergrund stehen, wobei das akustische Feld letztlich das Ergebnis dieser Interaktion ist.

In einem letzten Validierungsschritt werden die Simulationsergebnisse mit experimentellen Daten verglichen. Die numerische Simulation erfolgt dabei dreidimensional und unter Einsatz der versetzt-periodischen Randbedingungen.

### 4.3.1 Testfall

Als Testfall wurde die gegenläufige Fanstufe CRISP (Maßstab 1:2.5) ausgewählt. Das Gebläse besteht aus zwei direkt hintereinander angeordneten, gegenläufigen Rotoren ohne weiteres Austrittsleitrad im Nebenstrom. Der Strömungszustand ist im Auslegungspunkt transsonisch mit ausgeprägten Verdichtungsstößen in beiden Rotoren. Damit eignet sich die Konfiguration besonders zur Überprüfung der durchgeführten Verfahrenserweiterung, da ausgeprägte Wechselwirkungen in beiden Richtungen (sowohl stromauf als auch stromab) stattfinden und zu komplexen Interaktionsmustern führen, die durch die Methode richtig wiedergegeben werden müssen.

Die experimentellen Daten wurden am Verdichterprüfstand *M2VP* des DLR gewonnen. Neben konventionellen Messdaten liegen zeitaufgelöste statische und Totaldruck- sowie Geschwindigkeitsmessungen vor, die zu Vergleichen mit numerisch erzielten Ergebnissen herangezogen werden können.

Viele der numerischen Untersuchungen beschränkten sich auf einen radialen Schnitt bei ca. 60% Schaufelhöhe. Der Abstand der Rotoren ist dort minimal, damit sind die instationären Wechselwirkungen entsprechend stark ausgeprägt. Auf Grund der großen Schaufelhöhe im Verhältnis zur Sehnenlänge sind keine nennenswerten dreidimensionalen Effekte auf diesem Radius zu erwarten. Vergleiche zwischen numerischen und experimentellen Daten sind in verschiedenen Veröffentlichungen dokumentiert [100, 105, 128]. Von Wallscheid [128] wurden in umfassender Art und Weise die Mechanismen und Auswirkungen der Schaufelreihenwechselwirkung analysiert. Der Einfluss unterschiedlicher Betriebspunkte wurde von Schnell et al. [106] aufgezeigt. An der dreidimensionalen Konfiguration wurden von Schmitt [101] zwangserregte Schaufelschwingungen numerisch untersucht.

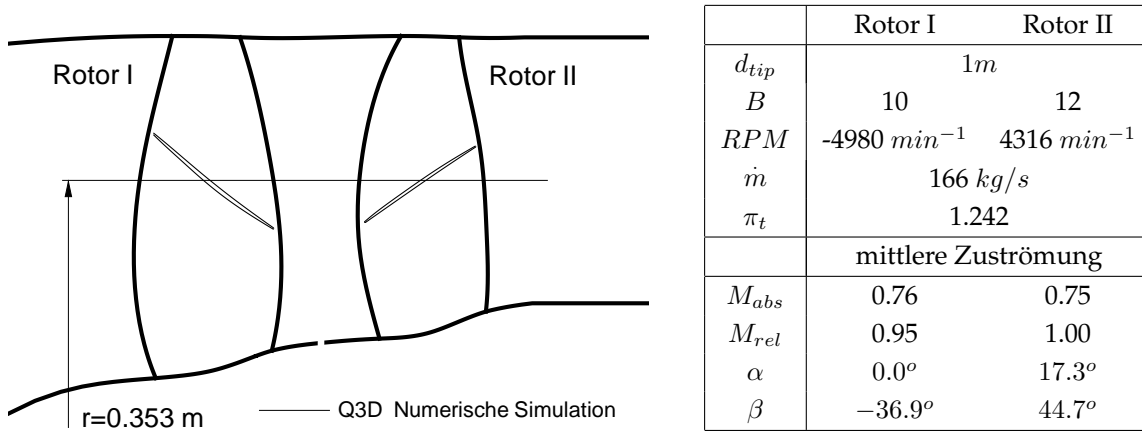


Abbildung 4.5: Tesfall CRISP und Kenndaten im Auslegungspunkt

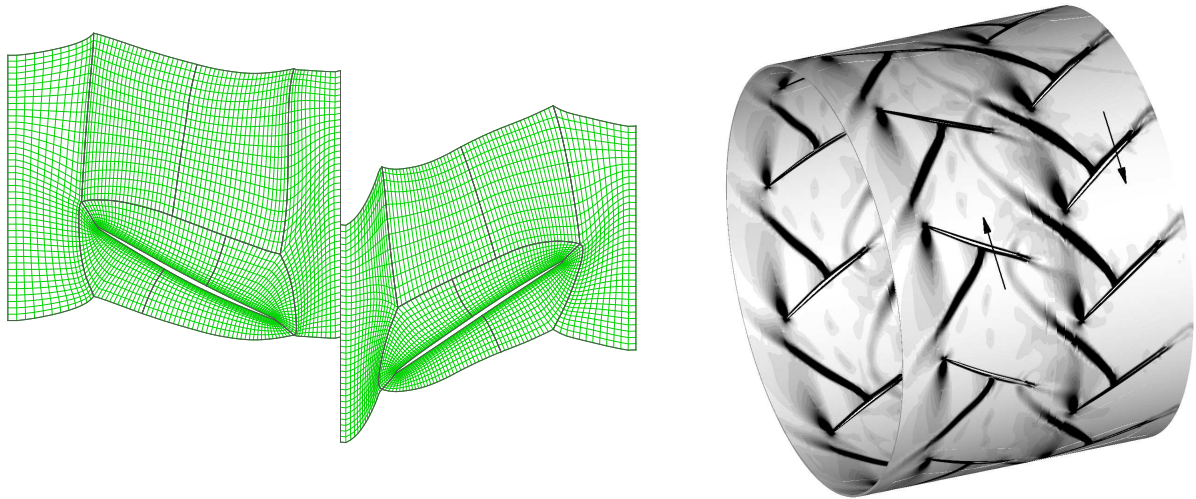
### 4.3.2 Gegenläufiger Propfan im Mittelschnitt (transsonisch)

Die Kenndaten des Testfalls *CRISP* im Auslegungspunkt bei 100%-Drehzahl sind in der Abbildung 4.5 tabellarisch aufgeführt. Die dort angegebenen mittleren Strömungsgrößen sind ein Ergebnis der numerischen Simulation auf dem in Abbildung 4.5 gezeigten radialen Schnitt und in Übereinstimmung mit den von Wallscheid angegebenen Daten.

Das Rechennetz ist im linken Teil der Abbildung 4.6 zu sehen. Jede Schaufelpassage wurde mit ca. 4000 Netzpunkten aufgelöst. Die dimensionslosen Wandabstände lagen in der Größenordnung von  $y^+ < 150$ , wobei die Modellierung der Grenzschichten an den Festkörperändern mit Wandfunktionen erfolgte. Die zeitliche Auflösung betrug 120 Zeitschritte für die Schaufeldurchgangsfrequenz des ersten Rotors im Relativsystem des zweiten Rotors. Dementsprechend wurde die Schaufeldurchgangsperiode von Rotor-II im Relativsystem des ersten Rotors mit 100 Zeitschritten aufgelöst. Der für die quasi-dreidimensionale Rechnung vorzugebende Verlauf der Stromröhre entlang der Maschinenachse ist das Ergebnis einer stationären und dreidimensionalen Simulation (vgl. [128]).

Bei der Fourierzerlegung der Randpunkte zur Einhaltung der versetzt periodischen Randbedingungen werden die ersten zehn Harmonischen der Grundfrequenz mit berücksichtigt. Dieser Wert deckt sich mit den in der Literatur angegebenen Werten [43, 51]. Der Einfluss der Anzahl der Koeffizienten auf die Lösung wurde ebenfalls untersucht, die Speicherung von deutlich mehr - hier bis zwanzig - Koeffizienten hatte keinen nennenswerten Einfluss auf die die Lösung, d.h. die Strömungsfelder stimmen jeweils sowohl qualitativ als auch quantitativ im Rahmen der zu erwartenden, numerischen Genauigkeit miteinander überein.

In der Abb. 4.6 (rechts) sind zunächst die Dichtegradienten als Ergebnis der numerischen Simulation dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die senkrechten Verdichtungsstöße in beiden Rotoren, die einen wesentlichen Teil der Schaufelreihenwechselwirkung verursachen. Durch die Bewegung der Schaufelreihen gegeneinander kommt es dabei zu einer Stromaufwicklung des zweiten auf den ersten Rotor, die im Wesentlichen durch das periodische Auftreffen des Rotor-II Stoßes auf die Hinterkante des ersten Rotors verursacht wird. Weitere Effekte, wie die Stoßreflexionen an der Hinterkante des ersten Rotors und deren erneute Wechselwirkung mit Rotor-II, werden im Detail von Wallscheid [128] beschrieben. Zu der Stoß/Profil-Wechselwirkung kommt die Wechselwirkung der viskosen Rotor-I-Nachläufe mit dem zweiten Rotor. Die Wechselwirkung der potentialtheoretischen Druckfelder beider Rotoren ist insgesamt deutlich schwächer ausgeprägt und gegenüber den oben beschriebenen Effekten ver-



**Abbildung 4.6:** Multiblock-Rechnetz jeweils einer Schaufelpassage (Weber [132]) und momentanes Strömungsfeld am Beispiel der Dichtegradienten

nachlässigbar (s. [105] und [106]).

Zur Überprüfung der Methode zur Behandlung beliebiger Schaufelzahlverhältnisse wurden zwei zeitgenaue Simulationen durchgeführt. Bei der ersten Rechnung kamen die im Verfahren standardmäßig benutzten, direkt periodischen Randbedingungen zum Einsatz. Bei einem Schaufelzahlverhältnis von  $BI/BII = 10 : 12$  war dazu eine örtliche Auflösung von 5 Rotor-I Passagen und 6 Rotor-II Passagen (also insgesamt 11 Schaufelpassagen) erforderlich. Dies gewährleistete die Einhaltung der geforderten Periodizität der Strömung in Umfangsrichtung. Diese Rechnung diente als Referenzlösung für die Rechnung mit den versetzt periodischen Randbedingungen, welche lediglich die Auflösung jeweils einer einzelnen Schaufelpassage erforderte. Stimmen die Ergebnisse beider Rechnungen miteinander überein, so ist die Richtigkeit des gewählten Ansatzes gewährleistet und dessen Integration in das Verfahren hinreichend überprüft.

	aufgelöste Passagen	Rechenzeit/ Zeitschritt	Konvergenz- verhalten	<b>Rechenzeit gesamt</b>
direkt periodisch	11	100%	100%	<b>100%</b>
versetzt periodisch	2	ca. 110%	ca. 200%	<b>40%</b>

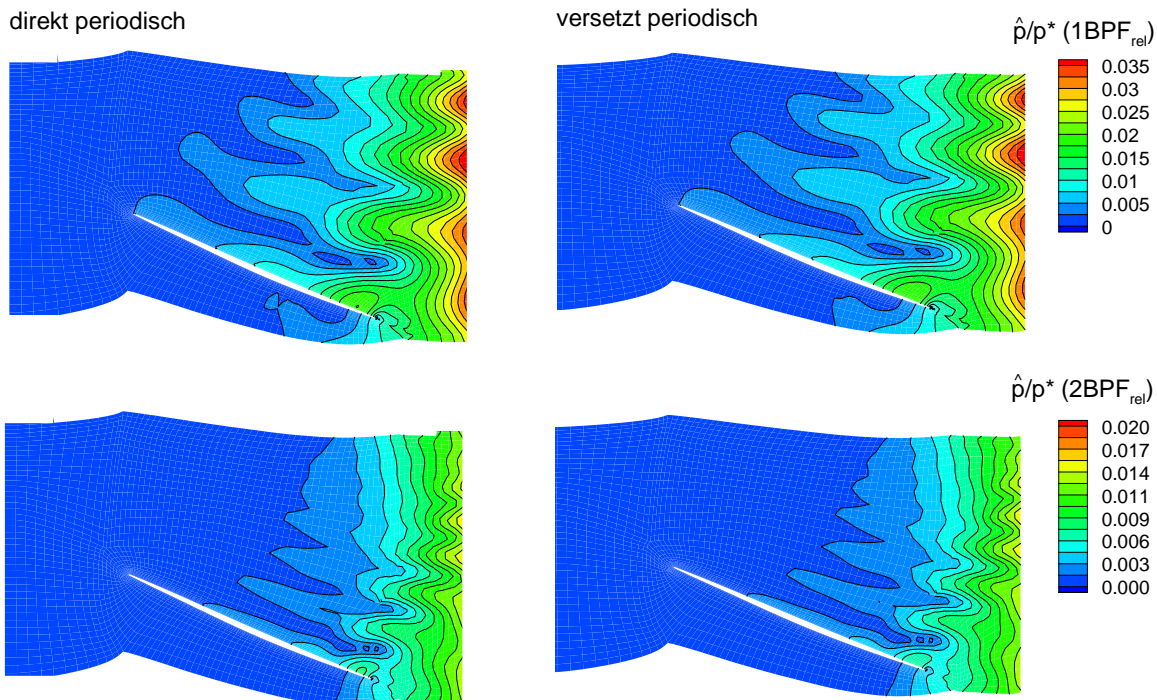
**Tabelle 4.1:** Ressourcenanforderung beider Methoden im Vergleich

Wichtig für den praktischen Einsatz einer Methode ist neben ihrer Funktionalität die Anforderung an die Rechnerressourcen. Für den vorliegenden Testfall sind die Anforderungen beider Methoden für eine vollständig auskonvergierte Lösung in Tabelle 4.1 einander gegenübergestellt. Die dort angegebene gesamte Rechenzeit setzt sich im Wesentlichen aus drei Teilen zusammen: Zunächst aus der Größe des diskretisierten Rechengebietes, also der Netzpunktzahl. Bei gleicher Auflösung einer einzelnen Schaufelpassage ergibt sich ein Verhältnis von 11 (direkt periodisch) zu 2 (versetzt periodisch). Damit ist der Aufwand der direkt periodischen Lösung allein durch die Größe des Rechengebietes 5.5 mal so hoch. Zusätzlich zur absoluten Anzahl der Netzknoten muss das jeweilige Konvergenzverhalten mit berücksichtigt werden. Für die

versetzt periodische Lösung verdoppelt sich dabei die Anzahl der zu rechnenden Zeitschritte, bis ein zeitperiodischer Arbeitspunkt erreicht ist. Dies wurde in Kapitel 4.2 bereits diskutiert, die dort gezeigten Ergebnisse beziehen sich auf den hier untersuchten Testfall. Dazu kommt eine Erhöhung des Rechenaufwandes pro Zeitschritt um ca. 10% für die versetzt periodische Lösung. Dies liegt daran, dass an den Randpunkten die Fourierkoeffizienten nicht nur abgespeichert, sondern auch für den Datenaustausch und das implementierte Korrekturverfahren zu jedem Zeitschritt ausgewertet werden müssen. Insgesamt ergibt sich damit für den hier betrachteten Testfall ein Verhältnis der absoluten Rechenzeiten von 100% (direkt periodisch) zu 40% und damit eine um den Faktor 2.5 reduzierte Rechenzeit der versetzt periodischen Lösung.

An dieser Stelle sei betont, dass der beschriebene Testfall ein sehr günstiges Schaufelzahlverhältnis aufweist, da er eine Reduktion des originalen Schaufelzahlverhältnisses von 10:12 auf 5:6 und damit die Berechnung der realen Geometrie bei vertretbarem Rechenaufwand ermöglicht. Die Zeitersparnis durch den Einsatz der versetzt periodischen Randbedingungen fällt so eher moderat aus, ist jedoch auch hier erkennbar. Für reale Geometrien mit nicht reduzierbaren Schaufelzahlverhältnissen ist die Einsparung von Rechenzeit oft erheblich höher.

Gleichzeitig wird deutlich, dass die Methode der versetzt periodischen Ränder nicht grundsätzlich Effizienzvorteile einbringt. Bei einem (in der Regel angepassten) Schaufelzahlverhältnis von beispielsweise 2:3 beträgt das Verhältnis der aufzulösenden Passagen 5 (direkt periodisch) : 2 (versetzt periodisch). Zusammen mit dem erhöhten Rechenaufwand der Methode (Rechenzeit pro Zeitschritt und Konvergenz, die in der Tabelle angegebenen Werte ändern sich erfahrungsgemäß von Anwendung zu Anwendung nicht) führt dies zu insgesamt vergleichbaren Rechenzeiten beider Methoden. Die Wahl der Methode ist daher an jedem konkreten Anwendungsfall anhand der aufgeführten Werte abzuwägen.



**Abbildung 4.7:** Amplitude der dimensionslosen Druckstörung im ersten Rotor (erste und zweite Harmonische)



Im Folgenden werden die Ergebnisse beider Simulationen qualitativ und quantitativ miteinander verglichen. Der Vergleich des gesamten zeitabhängigen Strömungsfeldes ist dabei aufgrund der großen Datenmengen schwierig darzustellen. Eine Möglichkeit der Datenreduktion besteht in der harmonischen Analyse des zeitabhängigen Strömungsfeldes, d.h. in der Zerlegung der Strömungsgrößen ihre Frequenzanteile.

Grundsätzlich sind alle im weiteren Verlauf beschriebenen physikalischen Phänomene von Wallscheid [128] nicht nur detailliert analysiert, sondern auch durch Messungen bestätigt. Die dort diskutierten Phänomene werden im Folgenden lediglich zusammenfassend beschrieben, wichtig für die Überprüfung der Verfahrenserweiterung ist hier eine möglichst umfassende Übereinstimmung der Ergebnisse beider Simulationen.

Abbildung 4.7 zeigt zunächst das Amplitudenfeld der Druckstörung im ersten Rotor. Dargestellt sind die Amplituden der ersten beiden Harmonischen der Blattfolgefrequenz des zweiten Rotors. Durch die Gegenläufigkeit der Rotoren setzt sich diese Frequenz aus der Summe beider Schaufeldurchgangsfrequenzen zusammen und beträgt  $BPF_{rel} = BPF_I + BPF_{II} = 154.93 \text{ Hz}$ . Die Störungen werden durch den Verdichtungsstoß des zweiten Rotors hervorgerufen, der zeitperiodisch die Rotor-I Passage durchläuft. Die Druckstörungen sind demnach im hinteren Passagenbereich des ersten Rotors am stärksten ausgeprägt, da die Stoßintensität mit größerem Abstand zum zweiten Rotor stromauf nichtlinear abklingt. Jede weitere Ausbreitung der Druckinformation stromauf wird durch das Überschallgebiet mit abschließendem Verdichtungsstoß im ersten Rotor bei ca. 50% Sehnenlänge unterbunden. Die Reflexionen des Rotor-II Stoßes an der Hinterkante des ersten Rotors überlagern sich mit dem Stoß selbst und laufen zurück in den Bereich des zweiten Rotors. Dadurch kommt es an manchen Stellen zu einer Abschwächung der Amplitude, an manchen zu einer Verstärkung. Die Lage und Intensität des Rotor-II Stoßes sind insgesamt unveränderlich.

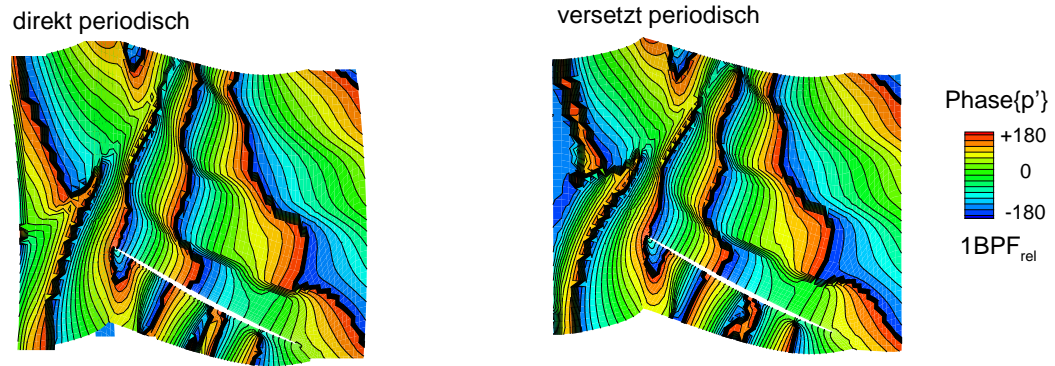


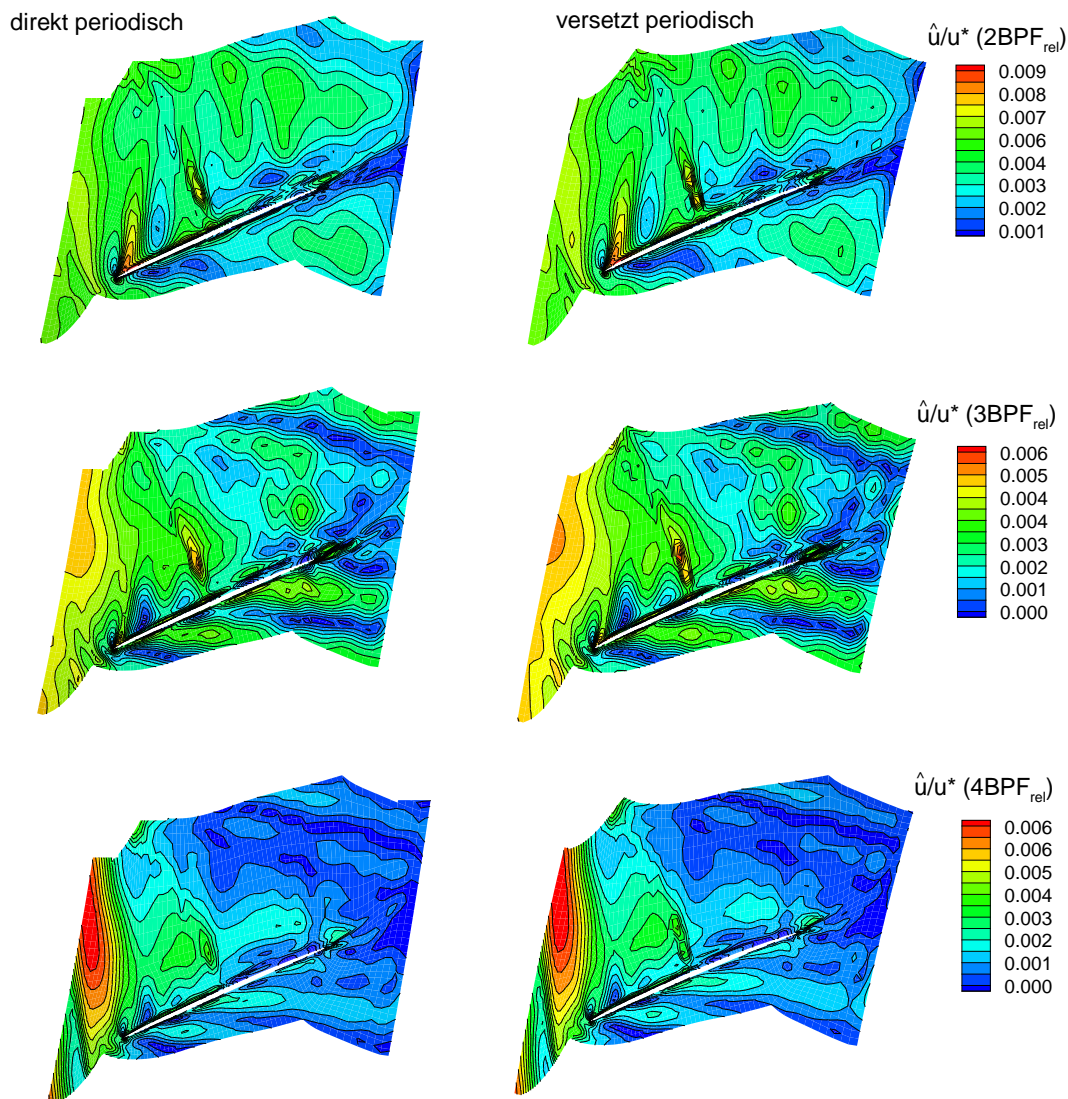
Abbildung 4.8: Phase der dimensionslosen Druckstörung im ersten Rotor

Wichtig für die korrekte Überlagerung dieser Störungen und in Konsequenz für die Entstehung des gezeigten Druckmusters sind die Phasenbeziehungen zwischen Stoß und Stoßreflexion. Auch die in Abbildung 4.8 gezeigten Phasenverläufe des Stördruckes sind nahezu deckungsgleich.

Insgesamt sind anhand der gezeigten Konturverläufe keine nennenswerten Unterschiede zwischen der direkt periodischen und der versetzt periodischen Lösung auszumachen. Diese Aussage trifft für die Druckamplitude beider dargestellten Frequenzen zu. Der (hier nicht dargestellte) Vergleich weiterer Strömungsgrößen im ersten Rotor zeigte ebenfalls eine hinreichend genaue Übereinstimmung beider Lösungen.

Für den zweiten Rotor sind in der Abbildung 4.9 die Amplitudenfelder der Geschwindigkeitsstörung für verschiedene Frequenzen aufgetragen. Die Änderungen der lokalen Ge-

schwindigkeit wird im Wesentlichen durch die periodisch vorbeilaufenden Nachläufe des ersten Rotors hervorgerufen. Die Geschwindigkeitsschwankungen weisen innerhalb der gesamten Rotor-II Passage vergleichbare Amplituden auf. Der Verdichtungsstoß ist in den Störgeschwindigkeiten bei ca. 50% Sehnenlänge erkennbar. Dies liegt an der periodisch veränderten, lokalen Zuströmung zum Stoß durch den Nachlauf von Rotor-I. Der Stoß selbst ist in seiner Lage stabil, wie auch Geschwindigkeitsmessungen zeigten [128]. Die dargestellten Konturen der Geschwindigkeitsamplitude weisen insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung beider Methoden auf. Selbst in den Anteilen der vierten Harmonischen sind keine nennenswerten Unterschiede zu erkennen, obwohl die Amplituden bereits deutlich niedriger als die der niederen Harmonischen sind. Die hier nicht gezeigten Amplituden- und Phasenfelder der übrigen Strömungsgrößen sind in ähnlich guter Übereinstimmung.



**Abbildung 4.9:** Amplitude der dimensionslosen Störgeschwindigkeit im zweiten Rotor (zweite bis vierte Harmonische)

Für fast alle aerodynamischen Untersuchungen spielen die Profildruckverteilungen eine wichtige Rolle, da sich die Belastung und die Verlustentwicklung des Profilschnittes daraus ableiten lassen. Deshalb sind in Abbildung 4.10 deren momentane Verteilungen in beiden Rotoren zu

verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Die stärksten Schwankungen sind im hinteren Profilbereich des ersten Rotors zu erkennen (A). Deutliche Abweichungen vom zeitlichen Mittelwert sind dort zu allen dargestellten Zeitpunkten ersichtlich, was die stark ausgeprägte Stoß/Profil-Wechselwirkung erneut verdeutlicht. Die Fluktuationen im zweiten Rotor sind in ihrer Intensität deutlich niedriger und deshalb in der gewählten Darstellung nur auf der Druckseite bei  $t = 0$  erkennbar (B). Anhand der Profildruckverteilungen lässt sich keine nennenswerte Veränderung der Stoßlage feststellen.

Beide Methoden weisen insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung der gezeigten Profildruckverteilungen auf. Lediglich im hinteren Profilbereich des zweiten Rotors (C) sind leichte Unterschiede zu erkennen, die vermutlich durch numerisch bedingte Reflexionen an den Austrittsrändern des Rechengebietes hervorgerufen werden. Diese unphysikalischen Reflexionen werden von beiden Methoden auf unterschiedliche Art und Weise verarbeitet.

Vergleicht man das komplette zeitharmonische Spektrum einzelner Strömungsgrößen an verschiedenen Stellen im Strömungsfeld, so sind auch dort keine substantiellen Unterschiede zwischen beiden Methoden festzustellen. Am Beispiel des Druckes ist dieser Vergleich in Abbildung 4.11 gezeigt. Im Bereich des ersten Rotors wird das Spektrum durch die erste Harmonische der Blattfolgefrequenz des zweiten Rotors dominiert, die zweite Harmonische ist in ihrer Amplitude bereits nur noch halb so groß. Im Gegensatz dazu wird innerhalb des zweiten Rotors das Frequenzspektrum - neben dem zeitlichen Mittel - durch die vierte Harmonische der Grundfrequenz dominiert. Dies wurde auch von Wallscheid beobachtet und durch eine Analyse der auftretenden Wechselwirkungen erklärt. Eine wesentliche Rolle spielen dabei die Reflexionen des Rotor-II Stoßes an der Hinterkante des ersten Rotors. Diese Reflexionen bewegen sich entgegen der Rotationsrichtung des zweiten Rotors und laufen, ausgehend von der Hinterkante des ersten Rotors, stromab erneut in den Bereich des zweiten Rotors hinein. Eine einzelne Stoßreflexion tritt dann durch ihren entgegengesetzten Drehsinn im zweiten Rotor mit der doppelten Schaufeldurchgangsfrequenz des ersten Rotors auf. Ausgehend von verschiedenen Rotor-I Hinterkanten laufen mehrere Stoßreflexionen in den zweiten Rotor hinein, und werden dort insgesamt mit der vierfachen Schaufeldurchgangsfrequenz des ersten Rotors wahrgenommen.

Grundsätzlich stimmen die Druckamplituden bis zur zehnten Harmonischen gut miteinander überein. Über die zehnte Harmonische hinaus zeigen sich in der logarithmischen Darstellung deutliche Abweichungen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei der Fourierzerlegung der Randpunkte lediglich diese zehn Harmonischen Berücksichtigung fanden. Die Amplituden der elften und höher Harmonischen liegen dabei bereits um mindestens zwei Größenordnungen unter denen der dominierenden, niederen Harmonischen. Dass diese Genauigkeit für die Rekonstruktion eines Signals ausreicht, soll zum Abschluss anhand der Zeitschriebe verschiedener Strömungsgrößen an den in Abbildung 4.11 gekennzeichneten Orten verdeutlicht werden. Die Orte sind mit dem jeweiligen System bewegt, also ortsfest im Relativsystem. In den gezeigten Verläufen kommen alle bereits diskutierten Phänomene zum Ausdruck. Im Bereich des ersten Rotors (Abb. 4.12, oben) zeigen die sprunghaften Dichte- und Geschwindigkeitsänderungen den Einfluss des Rotor-II Stoßes. Der Geschwindigkeitsverlauf im zweiten Rotor zeigt im Wesentlichen den Einfluss der Rotor-I Nachläufe (Abb. 4.12, unten), in den Dichteverläufen sind neben den Nachläufen des ersten Rotors weitere Schwankungen zu erkennen, die durch die in den zweiten Rotor hineinlaufenden Stoßreflexionen verursacht werden. Auch hier sind die zeitlichen Verläufe aller gezeigten Größen praktisch identisch.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich beide eingesetzten Methoden hinsichtlich des zeitabhängigen Strömungsfeldes nicht nennenswert unterscheiden. Die Methode der versetzt periodischen Ränder kann damit, selbst bei einem wie hier gezeigten, günstigen Schaufelzahlverhältnis, Rechnerressourcen einsparen, ohne die Qualität der Lösung zu beeinträchtigen. Die

frei gewordenen Ressourcen können einerseits dazu genutzt werden, die Genauigkeit der Simulation bei insgesamt gleichem Rechenaufwand zu erhöhen (d.h. die Erhöhung der örtlichen Auflösung durch das Rechnernetz). Andererseits kann bei gleicher örtlicher Auflösung einer Schaufelpassage deutlich Rechenzeit eingespart werden.

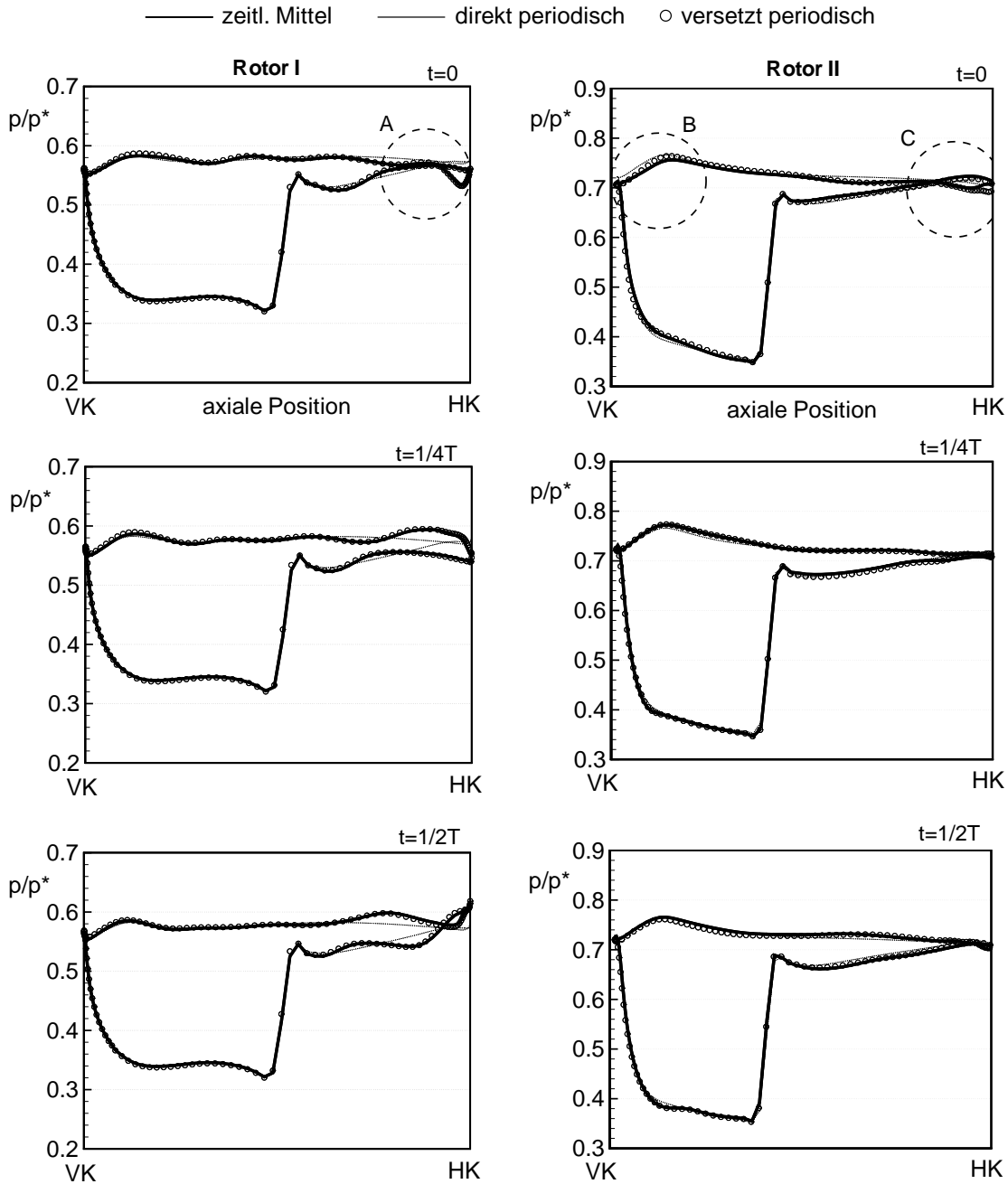
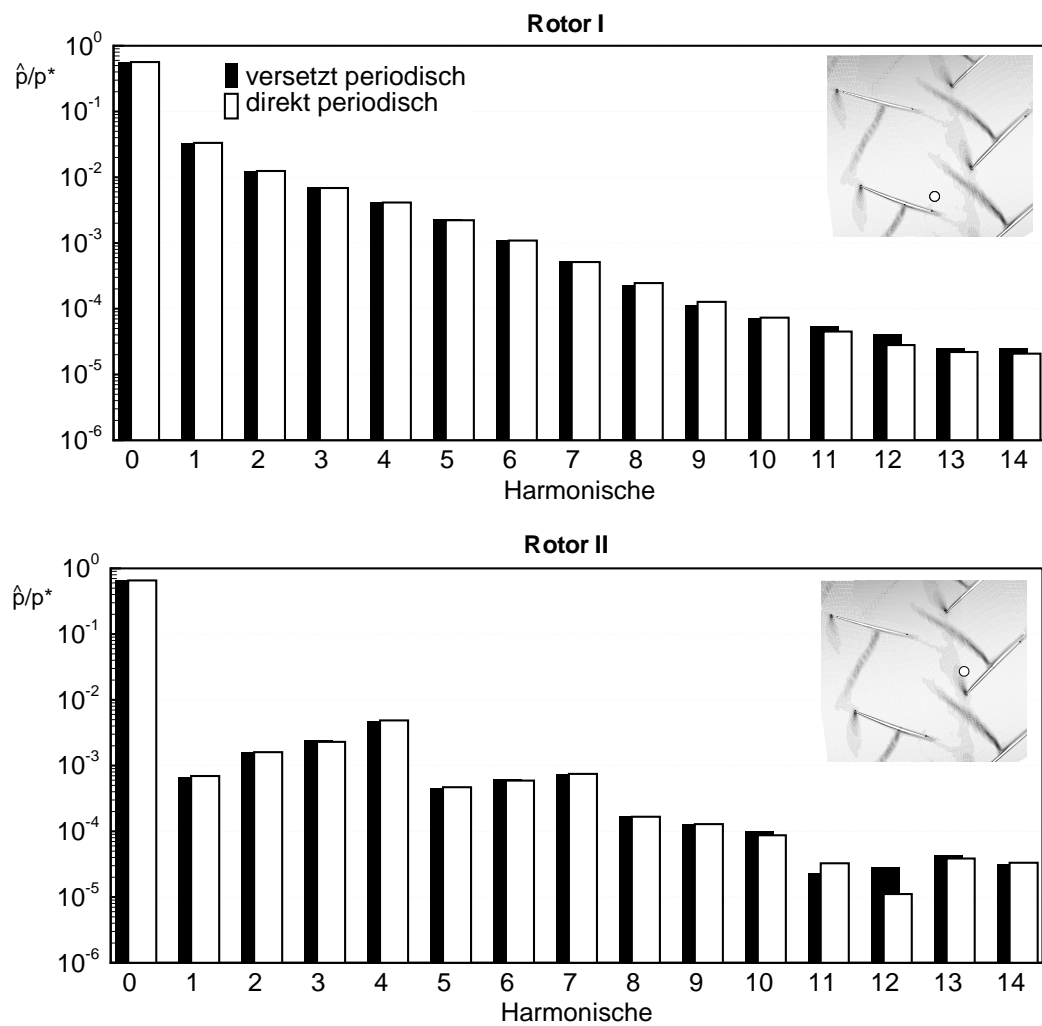
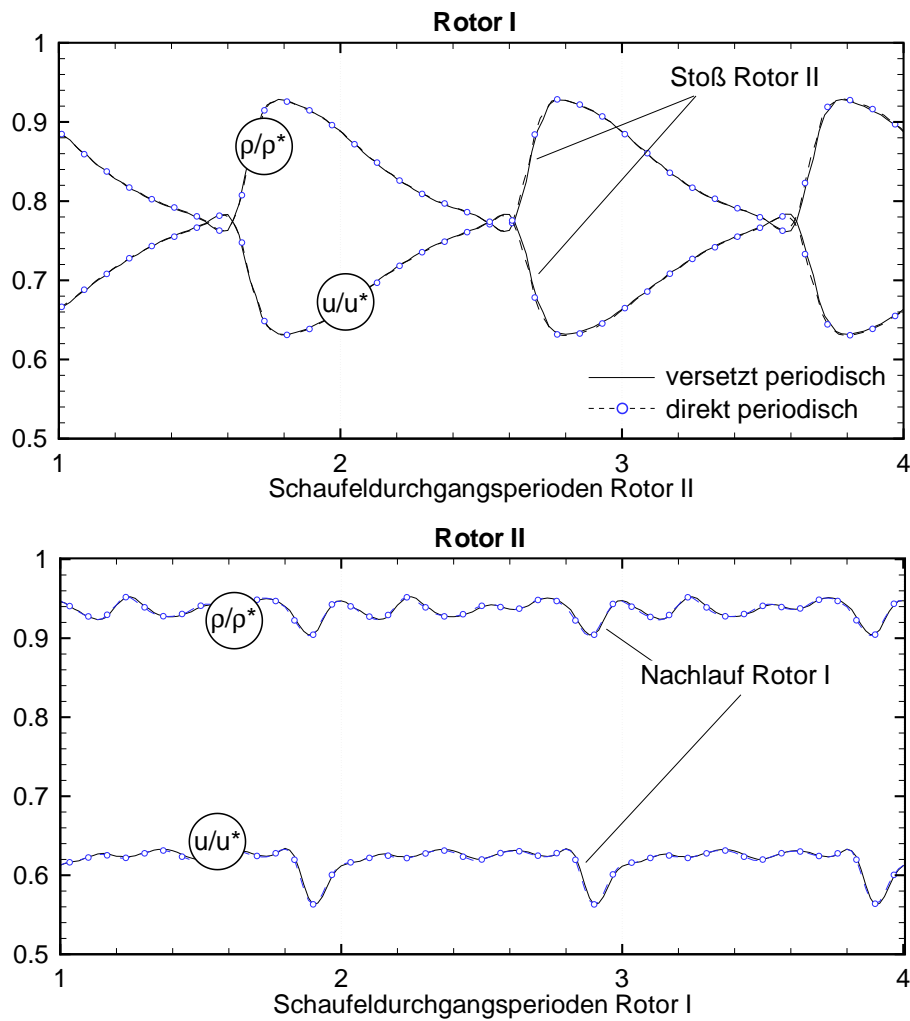


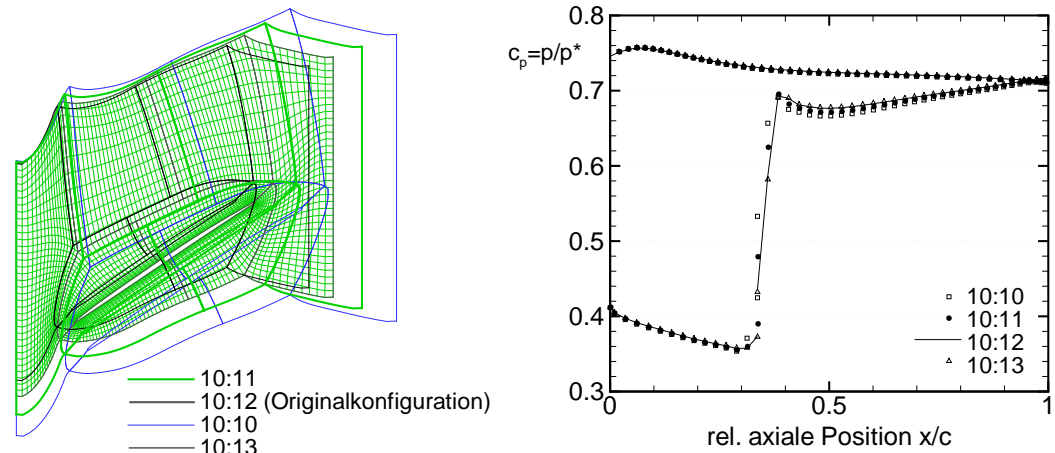
Abbildung 4.10: Momentane Profildruckverteilungen zu verschiedenen Zeitpunkten



**Abbildung 4.11:** Fourier-Spektren des dimensionslosen Druckes (der jeweils mitbewegte Ort ist durch einen Kreis gekennzeichnet)



**Abbildung 4.12:** Zeitschrieb verschiedener Strömungsgrößen im jeweiligen Relativsystem; der entsprechende Ort ist in Abbildung 4.11 gekennzeichnet



**Abbildung 4.13:** Variation des Schaufelzahlverhältnisses des zweiten Rotors und zeitgemittelte Profildruckverteilungen im zweiten Rotor

### Variation des Schaufelzahlverhältnisses

Im Folgenden werden die Ergebnisse einer Parameterstudie diskutiert, in der die Schaufelzahl des zweiten Rotors variiert wurde. Die Methode der versetzt periodischen Randbedingungen kam bei allen Rechnungen zum Einsatz. Auch hier wird wiederum der Vorteil einer solchen Methode deutlich, da alle Rechnungen den selben Aufwand, d.h. die örtliche Auflösung einer einzelnen Schaufelpassage erforderten. Die hier berechneten Schaufelzahlverhältnisse von 10:11 und 10:13 hätten bei Einsatz direkt periodischer Randbedingungen die Vernetzung des gesamten Umfangs erfordert.

Ähnliche numerische Studien wurden von Arnone et al. [6], He et al. [51] und Billonet et al. [10] an Turbinenstufen vorgestellt. Arnone und He stellten bereits bei Abweichungen in der Teilung von ca. 1% Unterschiede im zeitabhängigen Strömungsfeld fest, ohne die Ursachen dafür näher zu analysieren. Die Unterschiede bei Billonet waren eher vernachlässigbar (He änderte das Schaufelzahlverhältnis von 55:32 auf 55:33, Arnone führte Parameterstudien für Schaufelzahlverhältnisse von 1:2, 3:5, 4:7, 7:12 und 11:19 durch. Von Billonet wurde das skalierte Schaufelzahlverhältnisse von 2:3 dem der Originalkonfiguration von 43:64 gegenübergestellt).

Bei der hier ausgewählten *Propfan*-Konfiguration ändert das Herausnehmen einer einzelnen Schaufel den Teilungswinkel um mehr als 10%, so dass deutliche Unterschiede für die untersuchten Schaufelzahlverhältnisse von 10:10, 10:11, 10:12 und 10:13 zu erwarten sind. Zudem sind die Wechselwirkungen sowohl stromauf als auch stromab deutlich ausgeprägt, während in der Literatur meist die Nachlaufinteraktion mit der stromab liegenden Schaufelreihe durch die Skalierung verändert wurde.

Bei der Skalierung der Geometrie wurde grundsätzlich die aerodynamische Belastung des zweiten Rotors konstant gehalten. Um dies zu erreichen, wurde das Verhältnis von Teilung in Umfangsrichtung zu Sehnenlänge des Profils beibehalten (s. hierzu z.B. auch [18]). Bei einer reibungsfreien Betrachtungsweise ändert sich die Lage des Engquerschnitts durch die Skalierung der Geometrie nicht. Im reibungsbehafteten Fall ändert man die Reynoldszahl und damit die Grenzschichtentwicklung im zweiten Rotor. Dies führt u.U. zu einer Veränderung des Engquerschnitts (und ggf. dessen Lage) im zweiten Rotor. Dieser Einfluss wird im Folgenden vernachlässigt.



Die Abweichungen vom stationären Arbeitspunkt, jeweils bezogen auf die Originalkonfiguration, sind in der Tabelle 4.2 dokumentiert. Bei den Vergleichen wird davon ausgegangen, dass diese (geringen) Abweichungen vernachlässigbar sind und keinen Einfluss auf das zeitabhängige Strömungsfeld ausüben. Die Profildruckverteilungen zeigen in normierten Profilkordinaten (d.h. jeweils gemessen von der Vorderkante und bezogen auf die Sehnenlänge des Profils) eine identische Stoßlage aller Konfigurationen (Abbildung 4.13) und weisen auch im sonstigen Verlauf keine nennenswerten Unterschiede auf. Die Lastverteilung auf beide Rotoren, ausgedrückt durch das jeweilige Totaldruckverhältnis, ist innerhalb der aufgeführten Grenzen unverändert (Tabelle 4.2). Durch die Skalierung kommt es zu einer leichten Veränderung der Position der Vorderkante, die qualitativ in den dargestellten Rechengebieten in Abbildung 4.13 (links) zu sehen ist und ebenfalls tabellarisch dokumentiert ist. Der Grund dafür ist, dass lediglich die Koordinaten im Bereich des zweiten Rotors skaliert wurden, ohne durch eine anschließende Translation die Lage der Vorderkante jeweils beizubehalten.

	$B_I/B_{II}$			
	10:10	10:11	10:12	10:13
$\dot{m} / \dot{m}_{10:12}$	1.0	1.0	1.0	1.0
$\pi_{t,I}$	1.055	1.055	1.055	1.055
$\pi_{t,II}$	1.201	1.193	1.184	1.175
$\Delta\pi_{t,II}$	1.30 %	0.76 %	0.00 %	-0.80 %
$\Delta x_{VK}/c$	0.067	0.029	0.000	-0.025

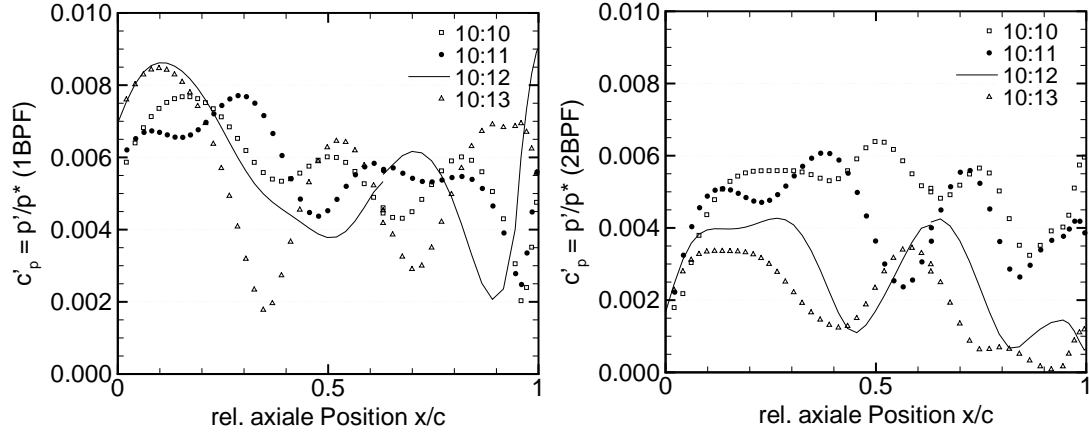
**Tabelle 4.2:** Stationärer Arbeitspunkt, jeweils im Verhältnis oder als Differenz zur Ausgangskonfiguration

Von Interesse sollen nun die Unterschiede im zeitabhängigen Strömungsfeld sein, die allein durch die unterschiedlichen Rotor-II Schaufelzahlen entstehen. Dass diese Unterschiede durchaus beträchtlich sind, zeigt Abbildung 4.14. Dargestellt sind die Amplituden des Profildruckes, hier exemplarisch für die Druckseite des zweiten Rotors. Für alle Konfigurationen sind deutlich ausgeprägte Maxima und Minima in der Druckamplitude zu erkennen. Die Lage und der Betrag der Extrema weichen teilweise erheblich voneinander ab. Dies gilt sowohl für die erste wie auch die zweite Harmonische der (relativen) Schaufeldurchgangsfrequenz.

Ein differenzierteres Bild der Wechselwirkungen geben die in Abbildung 4.15 für alle vier gerechneten Schaufelzahlverhältnisse gezeigten Weg-Zeit Diagramme. Dort sind die Schwankungen der Geschwindigkeit nahe der Schaufeloberfläche über insgesamt zwei Schaufeldurchgangsperioden des ersten Rotors als Abweichungen vom zeitlichen Mittelwert dargestellt. Diese Schwankungen enthalten dabei nicht nur die durch den Rotor-I Nachlauf verursachten Geschwindigkeitsschwankungen, sondern zeigen ebenfalls die sich auf dem Profil fortpflanzenden Druckstörungen.

Der Rotor-I Nachlauf trifft zu einem bestimmten Zeitpunkt auf die Vorderkante des zweiten Rotors. Dieser Zeitpunkt ist in allen Weg-Zeit Diagrammen durch ein (N) gekennzeichnet. Der zeitlich Verlauf des Nachlaufs auf der Profiloberfläche des zweiten Rotors lässt sich damit verfolgen. Die nachlaufinduzierten Geschwindigkeitsstörungen sind bei allen Schaufelzahlverhältnissen von vergleichbarer Intensität, qualitativ ähnlich und dominieren das Störfeld. Mögliche Ursachen für die geringen Unterschiede sind im Wesentlichen die veränderte Lage der Vorderkante und die Änderung des Nasenradius. Zu den direkt durch den Rotor-I Nachlauf induzierten Druckstörungen kommen die bereits diskutierten Stoßreflexionen von der Hinterkante des ersten Rotors (s. Kapitel 4.3.2), die erneut stromab in die Schaufelpassage des zweiten Rotors hineinlaufen. Diese sind in der Abbildung durch ein (R) gekennzeichnet.





**Abbildung 4.14:** Amplitude der Profildruckschwankungen auf der Druckseite des zweiten Rotors für die Frequenzen  $1BPF_{rel}$  (links) und  $2BPF_{rel}$  (rechts); unterschiedliche Schaufelzahlverhältnisse im Vergleich

Bei einer Änderung der Schaufelzahl des zweiten Rotors ändert sich durch die Gegenläufigkeit der Rotoren die Frequenz und die Phasenlage der oben beschriebenen Störungen zueinander. Dies lässt sich mit der bereits diskutierten Interaktionskinematik nach Tyler und Sofrin verdeutlichen:

Alle hier untersuchten Störungen im zweiten Rotor werden letztlich durch den ersten Rotor hervorgerufen und treten im Relativsystem des zweiten Rotors mit entsprechenden Vielfachen der Frequenz

$$f_{II} = BPF_{rel} = B_I \cdot (\Omega_I - \Omega_{II}) / 2\pi$$

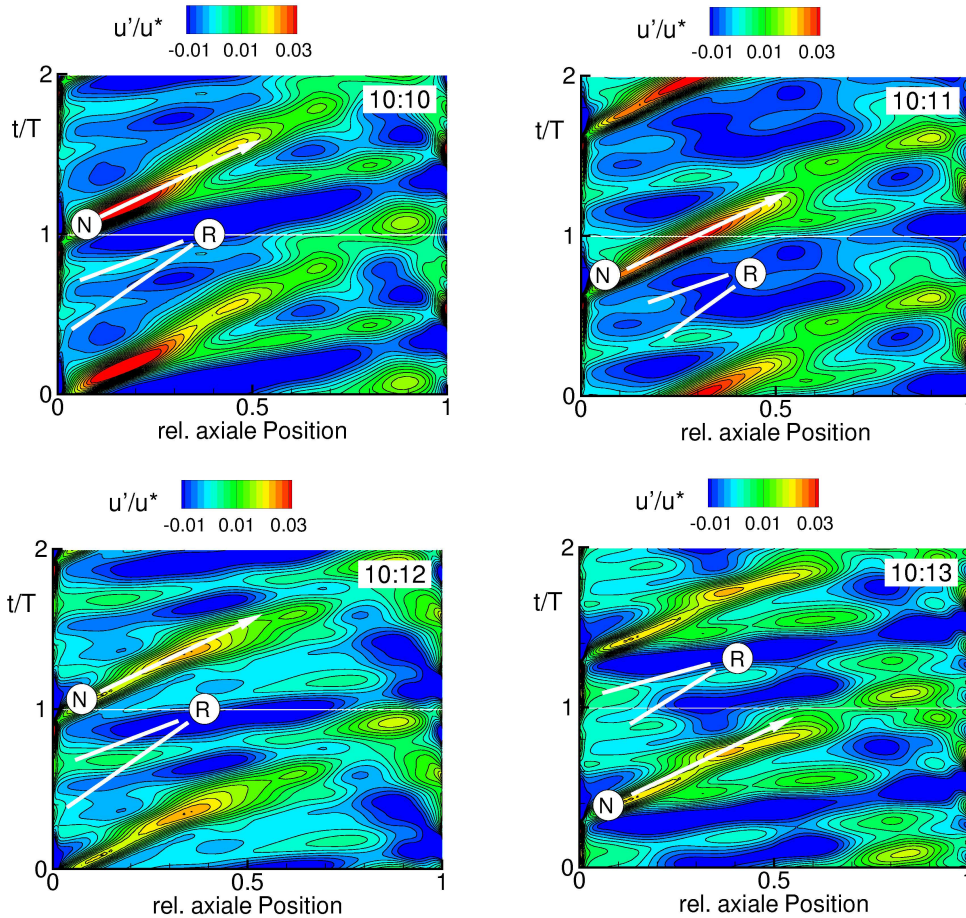
auf. Diese Frequenz ändert sich durch die Änderung der Schaufelzahl nicht, weder für die nachlaufinduzierten Störungen, noch für die in die Rotor-I Passage hineinlaufenden Stoßreflexionen. Unterschiedlich sind dabei jedoch die Umfangsmodenordnungen der einzelnen Störungen. Der Nachlauf des ersten Rotors wiederholt sich in Umfangsrichtung entsprechend der Anzahl seiner Schaufeln, dessen Umfangsmodenordnung beträgt damit  $m_N = B_I$ . Dieser Wert ändert sich durch die Änderung der Schaufelzahl des zweiten Rotors nicht.

Im Gegensatz dazu haben alle durch die Wechselwirkung der Rotoren entstehenden Druckmuster nach Gleichung 2.28 (die Erweiterung der Regel nach Tyler und Sofrin auf zwei gegenseitig rotierende Laufräder erfolgte durch Holste [58]) in Umfangsrichtung die Modenordnung

$$m_I = nB_I \pm kB_{II}.$$

Diese Druckstörungen enthalten sowohl die stromab laufenden Störungen durch die Stoß II/Profil I Interaktion, als auch die durch den Rotor-I Nachlauf induzierten, stromauf laufenden Störungen. Voraussichtlich sind die durch die Stoß/Profil Interaktion generierten Störungen jenseits des rein linearen, akustischen Bereichs (zumindest in deren Entstehungsprozess). Die Interaktionskinematik behält jedoch formal ihre Gültigkeit und ist auch auf die vorliegende Problemstellung anwendbar.

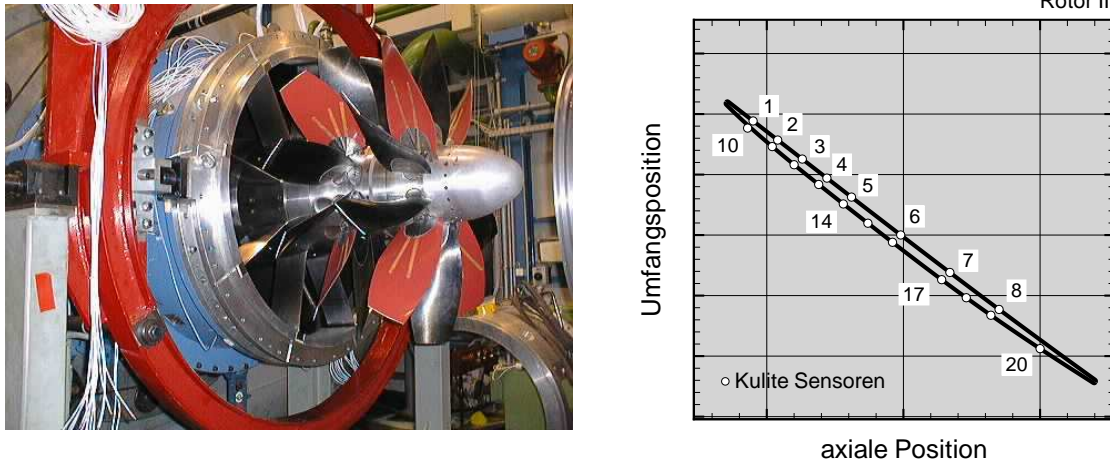
Die Anwesenheit der einzelnen Umfangsmoden ist durch eine örtliche Fourierzerlegung der Strömungsgrößen in Umfangsrichtung belegbar. Diese Zerlegung zeigt Amplituden der verschiedenen, relevanten Interaktionsmoden unmittelbar vor dem zweiten Rotor im Bereich von



**Abbildung 4.15:** Weg-Zeit Diagram der Geschwindigkeitsschwankung nahe der Profiloberfläche (Druckseite Rotor II)

$\hat{p} = 200 \dots 1000 \text{ Pa}$ . Zur Unterscheidung zwischen den reflektierten und den nachlaufinduzierten Störungen wurde die Fourierzerlegung an verschiedenen axialen Positionen vor dem zweiten Rotor durchgeführt. Anhand des Amplitudenabfalls bzw. der Richtung in der dieser stattfindet lässt sich näherungsweise diese Unterscheidung vollziehen (das bereits diskutierte *wave-splitting* Verfahren ist an dieser Stelle aufgrund der großen Nichtlinearitäten durch den Stoß und die Geschwindigkeitsgradienten im Nachlauf nicht einsetzbar). Die Mode mit den mit Abstand größten Amplituden war die Umfangsmode  $m_I = 4 \cdot B_I - B_{II}$ , die im zweiten Rotor zeitharmonisch mit der vierfachen relativen Blattfolgefrequenz des ersten Rotors auftritt. Diese entsteht - wie bereits diskutiert - durch die Stoßreflexion und läuft in den zweiten Rotor hinein.

Von entscheidender Bedeutung ist nun, dass sich die Umfangsmodenordnungen  $m_I$  bei einer Änderung der Rotor-II Schaufelzahl ändert, während die des Rotor-I Nachlaufs  $m_N$  unverändert bleibt. Durch die Änderung der Umfangsmodenordnungen im Verhältnis zueinander entstehen letztlich unterschiedliche Interferenzmuster, die zu der Eingangs gezeigten, unterschiedlichen Lage und Höhe der Druckamplituden auf dem Profil bei unterschiedlichen Schaufelzahlen beitragen und auch in den gezeigten Weg-Zeit-Diagrammen der Geschwindigkeitsstörung zum Ausdruck kommen. Tendenziell sieht man in den Weg-Zeit Diagrammen, dass die Interferenzen stärker ausgeprägt sind, je höher die Schaufelzahl des zweiten Rotors und damit die Frequenz der durch die Wechselwirkung der Rotoren erzeugten Störungen ist.



**Abbildung 4.16:** Versuchsaufbau am Verdichterprüfstand M2VP und Kulite-Messpositionen auf der Beschaukelung des zweiten Rotors (Schnell [105])

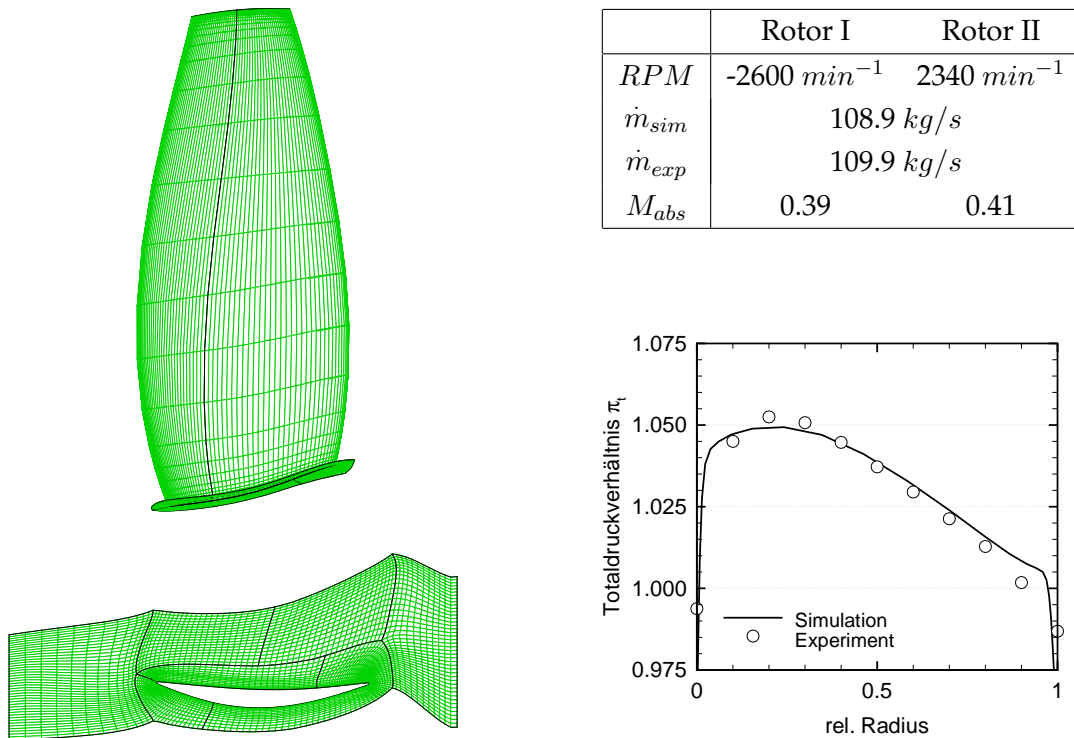
### 4.3.3 Gegenläufiger Propfan (subsonisch)

Neben der im vorigen Kapitel vorgestellten, numerisch orientierten Überprüfung der Methode zur Behandlung realer Schaufelzahlverhältnisse soll die entwickelte Methode in einem weiteren Schritt auf die dreidimensionale *Propfan*-Geometrie angewendet werden und eine weitere Validierung durch den Vergleich mit Messdaten erfahren.

Im Gegensatz zu Schmitt [101] und Wallscheid [128] wurde dafür ein subsonischer Betriebspunkt bei ca. 50% Drehzahl ausgewählt. Bei dieser Drehzahl sind instationäre Druckmessdaten auf der Schaufeloberfläche beider Rotoren verfügbar. Abbildung 4.16 zeigt den experimentellen Aufbau, alle farbigen (roten) Schaufeln waren mit jeweils fünf Druckaufnehmern instrumentiert. Die auf die Schaufeln aufgebrachten Leiterbahnen zur Spannungsversorgung und zur Datenübermittlung der Sensorsignale sind ebenfalls zu erkennen. Im rechten Diagramm sind die Positionen der Sensoren auf der Schaufeloberfläche des zweiten Rotors dargestellt. Alle Sensoren befanden sich auf einem konstanten mittleren Radius ( $r=0,353\text{ m}$ ). Einzelheiten zur Durchführung der Messung und der Aufbereitung der Messdaten werden von Schnell [105, 100] angegeben.

Für die numerische Simulation wurde jede Schaufelpassage mit ca. 100.000 Netzknoten aufgelöst. In radialer Richtung wurden insgesamt 30 Netzknoten benutzt (s. Abbildung 4.17), die örtliche Auflösung in Spannweitenrichtung entsprach der der bereits gezeigten Schnittrechnungen im Auslegungspunkt. Zur Modellierung der Grenzschichten auf den Schaufeloberflächen und an Nabe und Gehäuse wurden Wandfunktionen benutzt. Auch die dreidimensionale Rechnung wurde mit einer zeitlichen Auflösung von 100 bzw. 120 Zeitschritten pro relativer Schaufeldurchgangsperiode durchgeführt.

Neben den Schaufeldruckmessungen lagen konventionelle Messdaten zum Einstellen des Betriebspunktes vor. Die Abweichung zwischen gemessenem und gerechnetem Massenstrom lag unter einem Prozent (vgl. Abbildung 4.17). Die in der Abbildung angegebene absolute Machzahl bezieht sich jeweils auf die Rotorzuströmung auf einem mittleren Radius. Das gerechnete radiale Profil des Totaldruckverhältnisses ist qualitativ und quantitativ in guter Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Leichte Abweichungen sind insbesondere in den Randzonen nahe des Gehäuses erkennbar. Insgesamt lässt sich jedoch feststellen, dass die Übereinstimmung des stationären Betriebspunktes zwischen Messung und Rechnung sehr gut ist. Weitere



**Abbildung 4.17:** Rechennetz des ersten Rotors für die dreidimensionale Simulation (links) und Kenn-  
daten des betrachteten Betriebspunktes

konventionelle Messdaten sind für diesen Betriebspunkt nicht verfügbar.

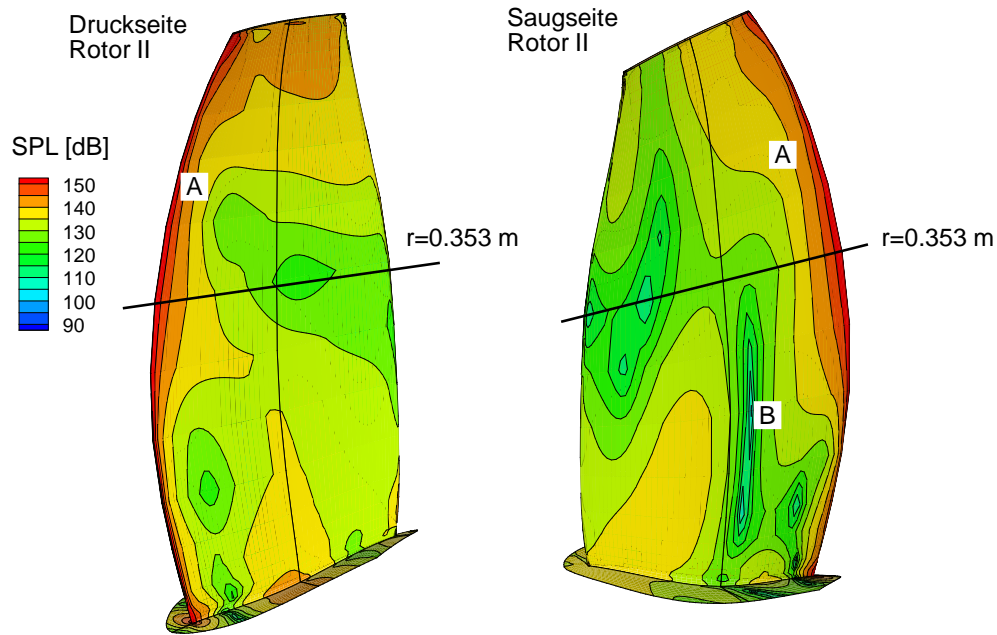
Die aerodynamische Wechselwirkung wird im subsonischen Fall maßgeblich durch das Auftreffen der viskosen Rotor-I Nachläufe auf den vorderen Profilbereich des zweiten Rotors bestimmt. Abbildung 4.18 zeigt die Druckfluktuationen auf der Druck- und auf der Saugseite des zweiten Rotors. Selbst in der hier gewählten logarithmischen Darstellung sind die Druckschwankungen sichtlich auf den vorderen Profilbereich beschränkt. Die Wechselwirkung ist auf der Druck- und auf der Saugseite von ähnlicher Größenordnung und verteilt sich in radialer Richtung praktisch gleichmäßig auf den gesamten Radius (A).

Im nabennahen Bereich kommt es vermutlich aufgrund des geringeren Abstandes der Schaufeln voneinander zu einer Wechselwirkung der nachlaufinduzierten Druckstörungen mit benachbarten Schaufelpassagen. Die Überlagerung der Störungen führt möglicherweise zu variierenden Druckamplituden auf dem Profil, die sich am deutlichsten auf der Saugseite bemerkbar machen (B). Die Amplitude dieser Druckfluktuationen liegt dabei um mehr als eine Größenordnung unter den nachlaufinduzierten Störungen auf dem Profil selbst. Eine Instabilität des Transitionspunktes ist hier ausgeschlossen, da die Rechnung ohne Transition (also voll turbulent) durchgeführt wurde

Die Stromaufwirkung des Potentialfeldes des zweiten Rotors auf den ersten Rotors war sowohl in den Messungen als auch in den hier durchgeführten Rechnungen praktisch nicht vorhanden (bzw. von kaum noch messbarer Größenordnung) und wird deshalb an dieser Stelle nicht diskutiert (s. Schnell [106]).

Bei den Vergleichen zwischen den gerechneten und den gemessenen Werten (Abbil-





**Abbildung 4.18:** Druckschwankungen auf der Schaufeloberfläche des zweiten Rotors in logarithmischer Darstellung als Schalldruckpegel  $SPL$  ( $f = 1 BPF_{rel}$ )

dung 4.20 und 4.19) ist zunächst anzumerken, dass die Phaseninformation der einzelnen Sensoren bei der Messung verloren ging. Da die Ursache der Druckschwankungen sich eindeutig auf die Nachlaufinteraktion zurückführen lässt (zumindest im vorderen Profilbereich), konnten anhand der deutlich ausgeprägten Maxima bzw. Minima die Phasenlagen zwischen Messung und Rechnung abgeglichen werden. Die Phasenlagen der einzelnen Sensoren zueinander ist in den dargestellten Ergebnissen beliebig. Die gezeigten Messergebnisse sind das Resultat der Phasenmittelung über eine Vielzahl von Schaufeldurchgangsperioden mit ausreichenden, statistischen Verteilungen der einzelnen, gezeigten Druckwerte (s. hierzu auch Schimming et al.[100]).

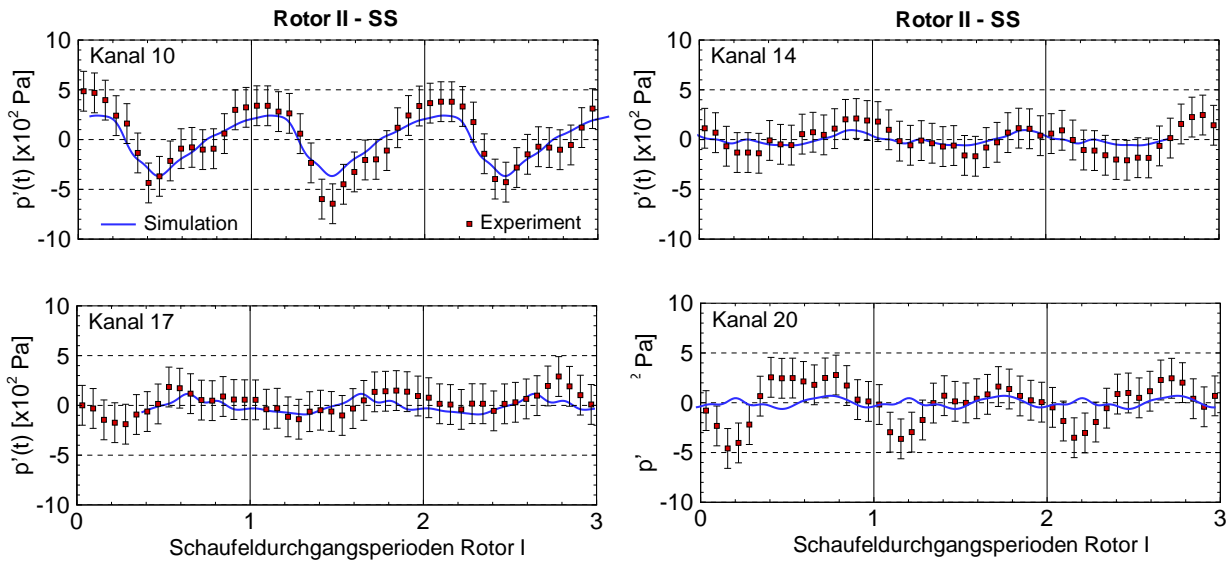
Der für die Messungen angegebene Fehler liegt in einem Bereich von  $150 - 200 Pa$  und ist in den Diagrammen als Fehlerbalken eingezeichnet. Dieser Fehler enthält die Anteile des Fliehkrafteinflusses auf den Sensor während des Betriebs, Ungenauigkeiten bei der Kalibrierung und Fehler durch die Analog/Digitalwandlung der Sensorsignale [105]. Da die Sensoren nicht über der Temperatur kalibriert wurden, ist lediglich ein Vergleich der Schwankungsgrößen angegeben [4].

Vergleicht man zunächst die Signale der Sensoren im vorderen Profilbereich auf der Druckseite des zweiten Rotors (Kanal 1-4, Abbildung 4.20) mit den gerechneten Werten, so lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung bzgl. der Amplitude und des qualitativen, zeitlichen Verlaufs der Druckschwankungen feststellen. Die Druckamplituden klingen mit wachsendem Abstand von der Vorderkante relativ schnell ab. Dieser Amplitudenabfall ist bei den Rechnungen deutlich stärker ausgeprägt. So sind die Amplituden der Druckschwankungen im hinteren Profilbereich (Kanal 7+8) bei der Rechnung kaum noch vorhanden, während die Messungen noch Schwankungen im Bereich von ca.  $200 - 300 Pa$  aufweisen. Ein Grund für die Abweichungen ist sicherlich die relativ grobe örtliche Auflösung der numerischen Simulation, die zu einer stärkeren Dämpfung der sich stromab ausbreitenden Druckstörungen führt. Die Messungen zeigen insbesondere im hinteren Profilbereich auf beiden Seiten eine unregelmäßige Periodizität. Diese Aperiodizität ist auch bei den deutlich stärkeren Signalen im vorderen Profilbereich zu erkennen und liegt an der Phasenmittelung, die hier über insgesamt drei Passagen

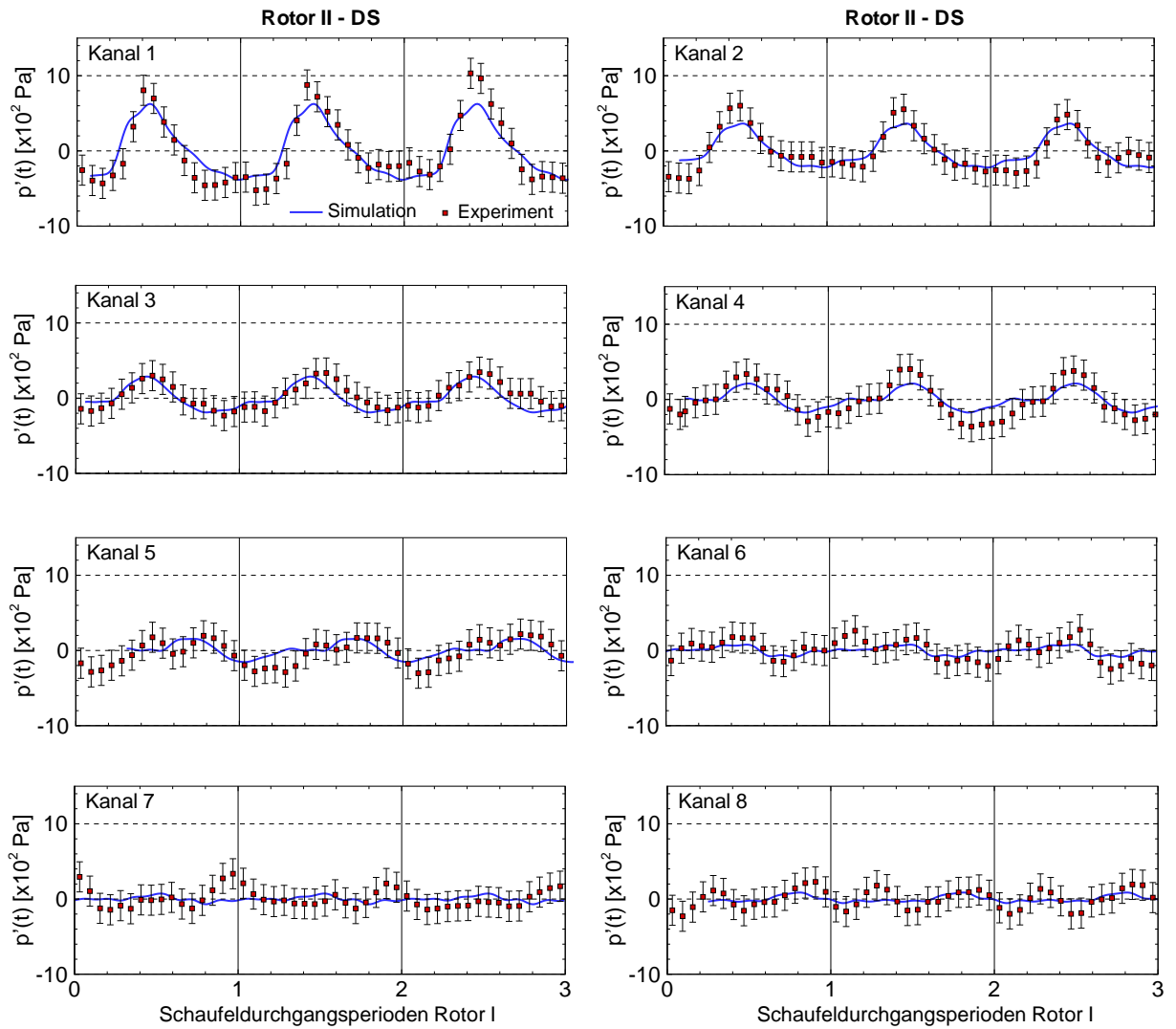
durchgeführt wurde. Dadurch sind die dargestellten Perioden nicht völlig, sondern lediglich im Bereich Ihrer statistischen Streuung identisch.

Der Grund für die nachlaufinduzierten Druckschwankungen liegt in einer periodischen Veränderung der Lage des Staupunktes an der Vorderkante des zweiten Rotors. Diese Verlagerung wird durch das Geschwindigkeitsdefizit im Nachlauf des ersten Rotors hervorgerufen. Während sich der relative Strömungswinkel im Rotor-I Nachlauf nicht ändert, führt das Geschwindigkeitsminimum in dessen Nachlauf zu einer Änderung Strömungswinkels im Absolutsystem. Der nachfolgende Rotor erfährt damit kurzzeitig eine Zuströmung mit positiver Inzidenz, die den Staupunkt Richtung Druckseite verschiebt (s. hierzu auch Wallscheid [128] und Schnell [106]).

Auf der Druckseite sind die Druckamplituden aufgrund des periodischen Aufstauvorgangs somit positiv. Im Gegensatz dazu findet saugseitig durch das Auftreffen des Nachlaufs eine (ebenfalls periodische) Überexpansion statt, die bezüglich des zeitlichen Mittelwertes zu negativen Druckschwankungen führt. Messung und Rechnung geben diesen Trend wieder, wobei auch saugseitig die Amplituden der Druckfluktuationen im vorderen Profilbereich gut miteinander übereinstimmen (vgl. Abbildung 4.19, Kanal 10). Leider waren auf der Saugseite insgesamt weniger Messdaten verfügbar, zudem lagen die meisten der intakten Sensoren im hinteren Profilbereich. Auch auf der Saugseite zeigte die Rechnung dort deutlich geringere Amplituden, die jedoch größtenteils innerhalb der Messgenauigkeit liegen.



**Abbildung 4.19:** Vergleich gemessener und gerechneter zeitlicher Druckverläufe auf der Saugseite von Rotor-II (Messpositionen vgl. Abb. 4.16)



**Abbildung 4.20:** Vergleich gemessener und gerechneter zeitlicher Druckverläufe auf der Druckseite von Rotor-II (Messpositionen vgl. Abb. 4.16)





## 5 Gebläsestufensimulation

Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse einer realen Konfiguration mit technischer Relevanz diskutiert. Bei der dreidimensionalen und zeitgenauen Simulation kamen die versetzt periodischen Randbedingungen zum Einsatz, wobei die Anwendbarkeit auf derartige Problemstellungen und deren Validierung im vorigen Kapitel gezeigt wurde. Damit konnte das gegebene Schaufelzahlverhältnis beibehalten werden, die Wichtigkeit der korrekten Abbildung der Schaufelzahlen im Kontext aeroakustischer Untersuchungen wurde dabei bereits mehrfach unterstrichen. Gleichzeitig ermöglichte der Einsatz der Methode durch die Reduzierung des Rechengebietes auf eine Schaufelpassage die notwendige hohe örtliche Auflösung.

Im Wesentlichen sollen anhand dieser numerischen Simulation einer Gebläsestufe zwei Aussagen verifiziert werden:

- Basierend auf einer numerische Simulation mit einem typischen CFD-Verfahren lassen sich an einem realistischen Testfall interpretierbare und plausible akustische Informationen ableiten.
- Die so gewonnenen akustischen Daten liegen zahlenmäßig in einem realistischen (d.h. gemessenen) Bereich und spiegeln die wesentlichen Charakteristika der Messdaten wider.

Treffen diese Aussagen zu, so rechtfertigt dies die abschließend diskutierte Geometrievariation, da dort bei praktisch identischem numerischem Aufbau Änderungen des akustischen Feldes im Hinblick auf die emittierte Schalleistung beurteilt werden, während die absoluten Größen eine eher untergeordnete Rolle spielen.

Zunächst sollen die grundlegenden aerodynamischen Ergebnisse zusammengefasst werden. Anschließend wird das akustische Feld in seinen wesentlichen Eigenschaften charakterisiert. Schließlich werden die wichtigsten Simulationsergebnisse aufgeführt, den verfügbaren experimentellen Daten gegenübergestellt und diskutiert.

### 5.1 Testfall

Als Testfall wurde eine für derzeitige Nebenstromtriebwerke typische Gebläsestufe ausgewählt, deren Geometrie von *Rolls-Royce plc* im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten Projektes *TurboNoiseCFD* zur Verfügung gestellt wurde. Der untersuchte Gebläse-rotor *LNR2* ist in Abbildung 5.1 dargestellt, die Kenndaten des Rotors bzw. der Stufe sind dort ebenfalls aufgeführt.

Die originale Leitradgeometrie wurde zur Wahrung von Firmeninteressen durch vereinfachte DCA-Profilen (Kreisbogenprofilen) ersetzt. Es wurde jedoch gezeigt, dass diese vereinfachte Geometrie die Originalgeometrie in geeigneter Weise repräsentiert, insbesondere im Hinblick



$B$	26
$V$	58
$r_{tip}$	0.43 m
$RPM/RPM_{Auslegung}$	0.85
$\dot{m}_{Bypass}/\dot{m}$	0.831
$\dot{m}_{Core}/\dot{m}$	0.169

**Abbildung 5.1:** Fanrotor LNR2 und Kenndaten der Stufe mit Austrittsleitrad im Nebenstrom (Foto: Rolls-Royce plc)

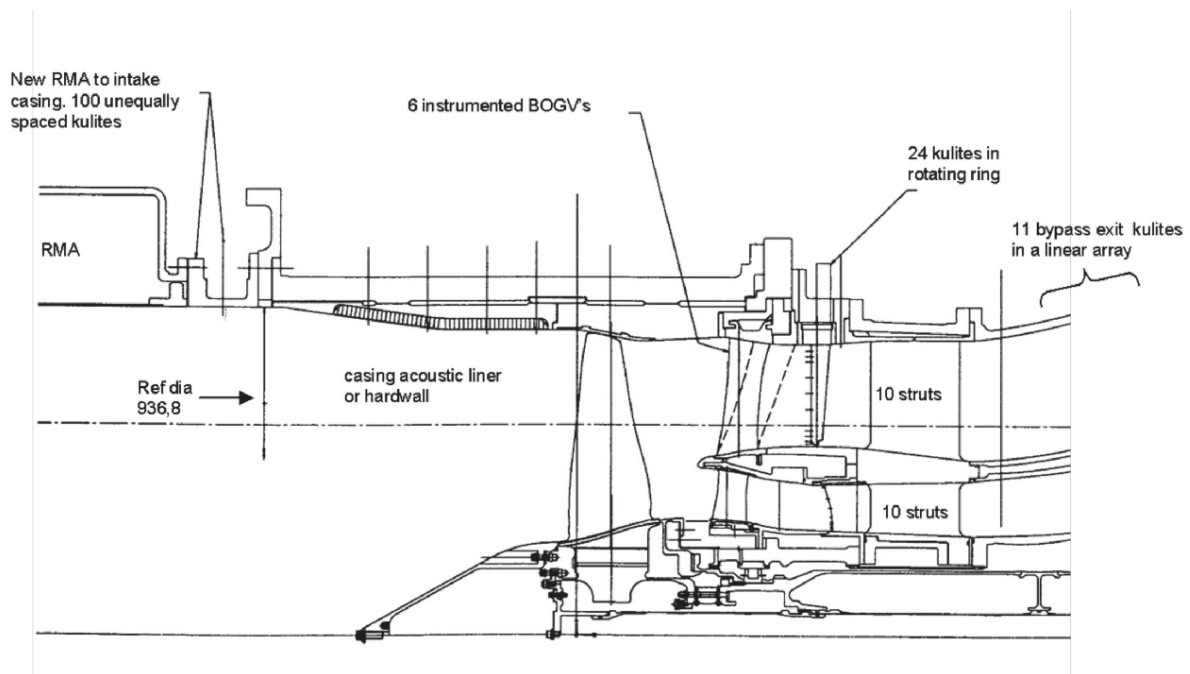
auf die zu beurteilende Schallemission. Dazu wurden diejenigen geometrischen Charakteristika der Originalkonfiguration beibehalten, die bei der Entstehung des tonalen Schallfeldes durch die Schaufelreihenwechselwirkung eine wesentliche Rolle spielen (Vorderkantendicke, Platzierung des Leitrades im Strak, Metallwinkel am Eintritt). Der Nachweis der Ähnlichkeit der aerodynamischen und der akustischen Resultate beider Geometrien wurde vom Hersteller durch Vergleichsrechnungen mit einem numerischen Verfahren erbracht. Ein wesentliches Ergebnis dieser Rechnungen ist, dass die Schalldruckpegel der dominierenden Umfangsmode (zerlegt in die Anteile der radialen Harmonischen am Austritt des Leitrades) Unterschiede von weniger als 1 dB - 2 dB aufweisen. Die Vergleichbarkeit der hier untersuchten mit der vermessenen Konfiguration ist damit innerhalb dieser Grenzen gegeben [19].

Der LNR2-Rotor wurde basierend auf einer vorhandenen Konfiguration ausgelegt, die im Folgenden auch mit *Datum*-Fan bezeichnet wird. Die Modifikation dieses Ausgangsgebläses erfolgte unter aeroakustischen Gesichtspunkten, wobei die wesentlichen aerodynamischen Parameter der Ausgangskonfiguration (Massenstrom und Druckverhältnis im Auslegungspunkt, Kennfeldcharakteristik, Blattspitzengeschwindigkeit etc.) beibehalten wurden [8, 39]. Im Rahmen des EU-Projektes RESOUND wurden beide Konfigurationen vermessen, der experimentelle Aufbau mit der Ausgangs-Rotorgeometrie ist in Abbildung 5.2 skizziert.

Für das *Datum*-Gebläse liegen Messdaten auf einem mittleren Radius der Leitradbeschaufelung vor. Da lediglich die modifizierte Variante (LNR2) des Rotors nachgerechnet wurde, sind die Daten nicht zur unmittelbaren Validierung der numerischen Ergebnisse geeignet, stellen jedoch aufgrund der Ähnlichkeit beider Konfigurationen eine vergleichbare Referenz dar und sollen deshalb den Simulationsdaten gegenübergestellt werden.

Im Nebenstrom sind die Daten von insgesamt elf axial hintereinander angeordneten und im Gehäuse montierten Druckaufnehmern verfügbar. Die Messdaten sind in die entsprechenden

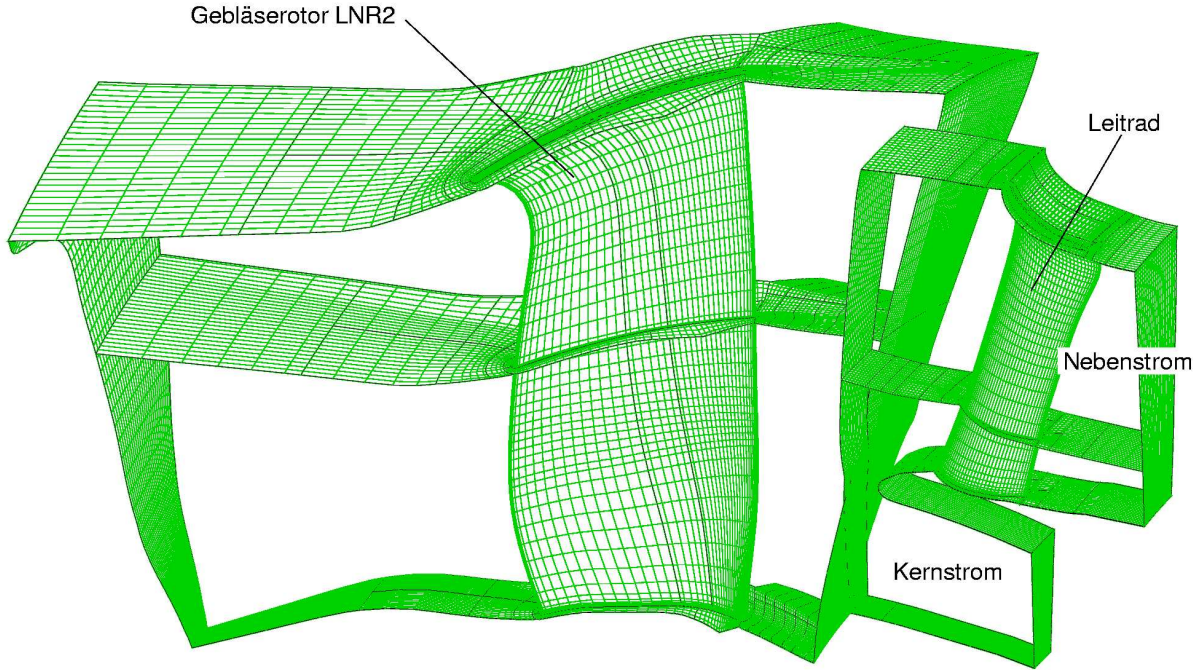
Frequenzanteile (als Vielfache der Blattfolgefrequenz des Rotors) zerlegt. Der axiale Abstand zwischen den Aufnehmern und der Leitradhinterkante beträgt mehr als fünf Sehnenlängen. Es wird davon ausgegangen, dass dieser Abstand so groß ist, dass sowohl die hydrodynamischen Effekte des unmittelbaren Nahfeldes - wie beispielsweise das potentialtheoretische Druckfeld oder radiale Druckprofile aus einer über dem Radius uneinheitlichen Energiezufuhr - als auch die Anteile der nicht ausbreitungsfähigen Moden abgeklungen sind und die gemessenen Daten somit das austretende und für das Fernfeld relevante akustische Feld in angemessener Weise repräsentieren. Der theoretische Abfall der Schalleistung der Mode  $m=-32$  beträgt beispielsweise ca.  $400 \text{ dB/m}$ , d.h. bei einem Abstand zwischen Leitrad und Messposition von ca.  $0.25 \text{ m}$  ist die Leistung dieser nicht ausbreitungsfähigen Mode um mehr als  $100 \text{ dB}$  verringert und spielt somit gegenüber den *cut-on* Moden keine Rolle. Für die Umfangsmoden höherer Modenordnung ist die angegebene Abklingrate jeweils noch höher (s. hierzu auch Kapitel 2).



**Abbildung 5.2:** Experimenteller Aufbau im Rahmen von RESOUND mit Datum-Fan und eingezeichneten Messpositionen (Quelle: Rolls-Royce plc)

## 5.2 Numerik

Das Rechengebiet für die oben beschriebene Geometrie umfasste den Gebläserotor einschließlich eines um ca. eine Sehnenlänge erweiterten Eintrittsbereichs, den Nebenstrom inklusive des Leitrades und einen Teil des unbeschaufelten Ringraumes, welcher zum Kerntriebwerk führt. Das gesamte, in Abbildung 5.3 gezeigte, Rechengebiet wurde durch insgesamt 2 Mio. Netzknoten diskretisiert. Die Aufteilung in insgesamt 60 Blöcke erfolgte zur Unterstützung des parallelen Rechnens. Die Rechenzeiten betrugen ca. 110 CPUh für eine Schaufeldurchgangsperiode des Rotors auf einer SUN S15k mit UltraSPARC III+ Prozessoren und einer Taktfrequenz von 900 MHz. In Summe wurden mehr als 35 Schaufeldurchgangsperioden (also ca. 3800 CPUh) gerechnet, um eine zeitperiodische Lösung zu erzielen. Die Rechenzeit insgesamt war abhängig vom Auslastungsgrad und von der Anzahl der benutzten von insgesamt 72 verfügbaren Prozessoren und bewegte sich im Bereich von 10-14 Tagen. Zeitgenaue Simulationen mit



**Abbildung 5.3:** Rechennetz mit 60 Blöcken und etwa 2 Mio. Netzpunkten (dargestellt ist jeder zweite Netzpunkt)

einer für die hier untersuchte Problemstellung notwendigen, sehr hohen örtlichen Auflösung sind demnach nur mit einer entsprechend leistungsfähigen *Hardware* effizient durchführbar und zum jetzigen Zeitpunkt nicht im täglichen Entwurfsprozess praktikabel.

Bei der Netzgenerierung kamen die in Kapitel 3.2.1 abgeleiteten Kriterien zur Anwendung (s. hierzu auch Wilson [135]). Das Ziel war dabei die korrekte (d.h. nahezu verlustfreie) Ausbreitung der wesentlichen Umfangsmode der ersten beiden Harmonischen der *BPF*, da diese das tonale Feld der Stufe dominieren. Ausschlaggebend für die Wahl der örtlichen Auflösung war dabei die ausbreitungsfähige Umfangsmode mit der kleinsten Wellenlänge. In diesem Fall war dies die Mode  $m = +52$  (s. hierzu Tabelle 5.1). Diese Mode besitzt zwei ausbreitungsfähige Radialmoden, die dazu gehörenden dimensionslosen, axialen Wellenzahlen liegen für die stromab laufende Welle bei  $\kappa_{+52,1} \simeq 3$  und  $\kappa_{+52,2} \simeq -17$ , wobei hier die Radialmode mit dem größeren Eigenwert aufgrund der damit verbundenen, kleineren Wellenlängen für die Netzgenerierung relevant ist. Die jeweiligen Wellenlängen in axialer und in Umfangsrichtung (hier ebenfalls entdimensionalisiert mit dem mittleren Gehäuseradius  $r_{tip}$ ) ergeben sich daraus zu

$$\lambda_x/r_{tip} = 2\pi/17 = 0.37$$

und

$$\lambda_\varphi/r_{tip} = 2\pi/52 = 0.12.$$

Daraus lässt sich die tatsächliche Wellenlänge der Störung in Richtung der Wellenfront berechnen:

$$\lambda = \frac{\lambda_x \lambda_\varphi}{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_\varphi^2}} = 0.047 \text{ m}$$

Fordert man eine Genauigkeit von  $1\text{ dB}$  über eine Ausbreitungsdistanz von  $\Delta x = 0.3\text{ m}$  (dies entspricht in etwa der Distanz zwischen der Rotorhinterkante und dem Ende des Rechengebietes hinter dem Leitrad), so ergibt sich daraus ein Wert von

$$\frac{1\text{dB} \cdot \lambda}{\Delta x} = 0.16 \frac{\text{dB}}{\text{m}}.$$

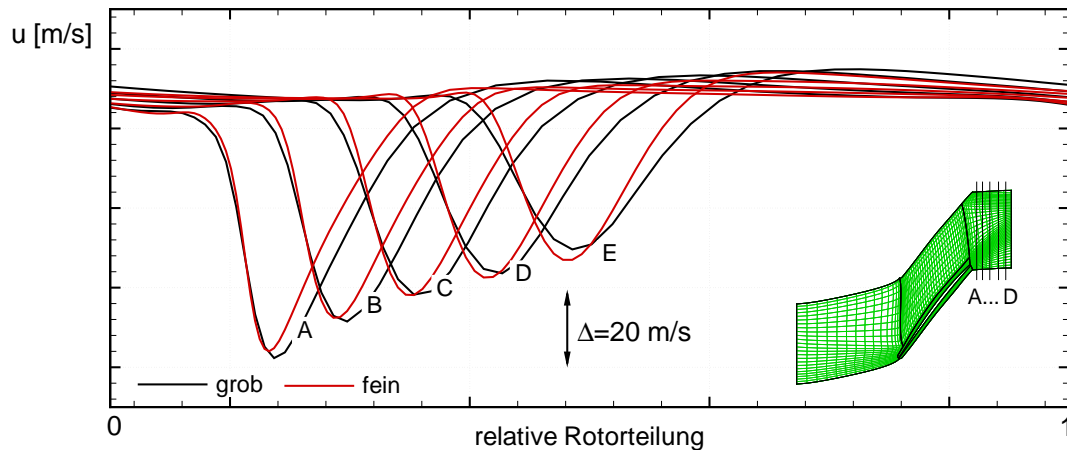
Aus dem Diagramm 3.4 (Kapitel 3.2.1) lässt sich damit eine für die geforderte Genauigkeit notwendige Anzahl von Gitterpunkten in Richtung der Wellenfront abschätzen. Diese Abschätzung führte zu einem Wert von ca. 32 Punkten pro Wellenlänge für die betrachtete Umfangsmode.

Bei dem verwendeten Rechnetz wurde eine Rotorteilung zwischen Rotor und Leitrad mit 81 Netzpunkten in Umfangsrichtung aufgelöst. In radialer Richtung wurden im Bereich des Rotors 101 Netzpunkte verwendet; für das Leitrad 71 Netzpunkte. Der Bereich des Leitrades wurde mit ca. 180 Netzpunkten in axialer Richtung diskretisiert. Mit diesen Werten lässt sich die tatsächlich realisierte Auflösung für die oben betrachtete Umfangsmode abschätzen. Diese Auflösung liegt bei ca. 41 Punkten pro Wellenlänge und ist damit höher als die oben geforderte. Damit ist das Rechnetz in der Lage, Druckstörungen mit einer Wellenlänge im Bereich einer halben Rotorschaufelteilung mit einer Genauigkeit von  $1\text{ dB}$  von der Rotorhinterkante bis zum Austrittsrand des Rechengebietes 'auszubreiten'. Diese Forderung wird für alle Umfangsmoden niederer Modenordnung in gleicher Weise erfüllt.

Die Auswertungen beschränken sich im Wesentlichen auf das stromab emittierte Schallfeld, da die ausgeprägten Überschallgebiete im (transsonischen) Rotor eine Ausbreitung der Druckinformation stromauf verhindern. Deshalb konnte die örtliche Auflösung im Zuströmbereich des *Fans* und innerhalb des Rotors selbst reduziert werden, um möglichst viele Netzpunkte in den Bereich der Entstehung und der Ausbreitung des tonalen Schallfeldes, also zwischen Rotor und Leitrad, zu platzieren.

Bei den hier durchgeführten Simulationen ist nicht nur die möglichst dissipationsfreie Ausbreitung des Druckfeldes von großer Wichtigkeit, sondern auch die korrekte Erfassung des Entstehungsprozesses dieser Druckstörung. Dazu ist eine weitestgehend netzunabhängige Ausbreitung des Rotornachlaufs bis an die Vorderkante des Leitrades zu gewährleisten. Um dies zu verifizieren wurde eine Netzstudie durchgeführt, deren Ergebnis in Abbildung 5.4 zusammengefasst ist. Für zwei unterschiedliche Rechnetze ist dort die Entwicklung des Rotornachlaufs stromab der Schaukelhinterkante dargestellt. Verwendet wurde dabei je ein grobes Netz, welches im dargestellten Abströmbereich des Rotors (bis ca. eine halbe Sehnenlänge stromab des Rotors, gemessen von der Hinterkante) eine Auflösung von  $i \times j \times k = 12 \times 35 \times 55$  aufwies und ein feines Netz mit der doppelten Netzpunktzahl in allen drei Raumrichtungen. Die Nachlauftiefe beider Rechnungen ist vergleichbar, das grobe Netz weist jedoch an allen axialen Positionen einen aufgrund der größeren, numerischen Ungenauigkeiten breiteren, also stärker ausgemischten Nachlauf auf. Insgesamt stimmen die Profilformen jedoch qualitativ und quantitativ gut miteinander überein. Das Rechnetz der hier vorgenommenen zeitgenauen Simulation wurde gegenüber dem oben dargestellten feinen Netz insbesondere in axialer Richtung nochmals deutlich verfeinert und wies im Abströmbereich des Rotors insgesamt die 1.5-Fache Netzpunktzahl auf. Damit ist eine hinreichend genaue örtliche Auflösung des Nachlaufs gewährleistet, wobei die Anforderungen an die Beschreibung der Nachlaufentwicklung für akustische Belange im weiteren Verlauf dieses Kapitels quantifiziert werden.

Zusätzlich zu der oben aufgeführten Netzstudie wurden unterschiedliche Betriebspunkte im Hinblick auf die Entwicklung der Nachlaufdellen des Rotors untersucht, um den Einfluss von Abweichungen zwischen gemessenem und dem nachgerechnetem Arbeitspunkt abschätzen zu können. Dazu wurde bei gleicher Drehzahl der Betriebspunkt der Stufe durch Ent- bzw. Androsseln verändert. Selbst bei Massenstromänderungen bis zehn Prozent waren die Unter-



**Abbildung 5.4:** Nachlaufentwicklung des Rotors; unterschiedliche Rechennetze im Vergleich

schiede in der Form des Nachlaufs an verschiedenen, axialen Positionen insgesamt deutlich geringer als die in Abbildung 5.4 dargestellten und durch unterschiedliche Rechennetze hervorgerufenen Abweichungen.

Neben den oben aufgeführten Netzstudien wurden von Sijtsma [112] die Genauigkeitsanforderungen an die Nachlaufmodellierung speziell vor dem Hintergrund der Rotor-Stator Interaktion und der daraus resultierenden Schallemission quantifiziert. Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist, dass Unterschiede von ca. 6% (beispielsweise als Abweichung von gemessenen Werten) in der Beschreibung der wesentlichen Eigenschaften des Nachlaufs (Tiefe und Breite des Geschwindigkeitsdefizits, axiale Ausrichtung etc.) zu Abweichungen in der emittierten Schalleistung im Bereich von 1 dB führen. Anders herum bedeutet dies, dass für eine geforderte Genauigkeit von einem Dezibel in den akustischen Resultaten eine Genauigkeit in der Beschreibung des Nachlaufs innerhalb der oben angegebenen Grenzen erforderlich ist.

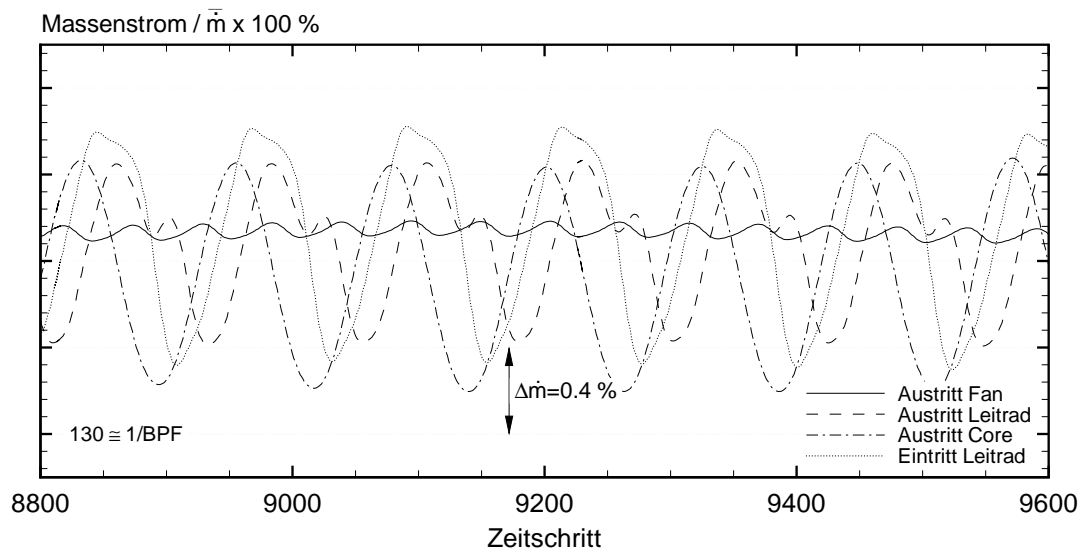
Die Einhaltung dieser Forderung ist letztlich nur durch Vergleiche mit experimentellen Daten zu überprüfen. Bezüglich des hier eingesetzten Verfahrens erfolgte dieser Vergleich u.a. von Weber [131] an einem transsonischen Verdichtergitter. Die dort gezeigten Ergebnisse weisen eine gute Übereinstimmung bezüglich des Verlaufs des Totaldruckverlustbeiwertes über eine Umfangstraverse etwa eine halbe Gitterteilung stromab des Profils auf. Abweichungen zwischen experimentellen und numerischen Daten wurden in der Verteilung des Abströmwinkels festgestellt. Jüngere Ergebnisse von Wallscheid [128], durchgeführt an der bereits vorgestellten gegenläufigen *Propfan*-Konfiguration *CRISP*, weisen eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Nachlaufprofile im Austritt des ersten und des zweiten Rotors im Vergleich zu den Ergebnissen einer zweidimensionalen, zeitgenauen Simulation auf. Dies wurde anhand von Laser-Zwei-Fokus Geschwindigkeitsmessungen zwischen den Rotoren und zeitgenauen Totaldruckmessungen hinter dem zweiten Rotor gezeigt. Die gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen ist dabei vor dem Hintergrund der stetigen Weiterentwicklung des numerischen Verfahrens, insbesondere im Bereich der Turbulenzmodellierung zu sehen. Insgesamt legen die aufgeführten Untersuchungen den Schluss nahe, dass bei einer ausreichenden örtlichen Auflösung die Physik der Nachlaufentstehung und -ausbreitung mit hinreichender Genauigkeit durch das numerische Verfahren wiedergegeben wird und somit den Anforderungen zur Untersuchung der sich aus der Nachlaufinteraktion ergebenden, akustischen Phänomene genügt.



In das empirische Nachlaufmodell von Sijtsma geht der Widerstandsbeiwert des Profils (hier des Rotors) mit ein. Dieser wird maßgeblich durch die Grenzschichtentwicklung bestimmt, welche wesentlich von der Turbulenzmodellierung beeinflusst wird. Die genannte Untersuchung zeigt, dass die Genauigkeitsanforderungen an die korrekte Bestimmung des Widerstandsbeiwerts eher maßvoll sind; bei einem Dezibel Genauigkeit in den akustischen Resultaten sind Abweichungen im Widerstandsbeiwert bis 23% zulässig. Um eine möglichst gleichmäßige Punktverteilung innerhalb der Schaufelpassage zu erzielen, wurden Wandfunktionen an den Festkörperperrändern zur Modellierung der Grenzschicht benutzt. Dies erscheint gerechtfertigt, nicht zuletzt aufgrund der von Sijtsma aufgeführten Studie. Im gesamten Rechenggebiet wurden dimensionslose Wandabstände von  $y^+ < 150$  realisiert.

Die zeitliche Auflösung bei den durchgeführten Simulationen lag bei 130 Zeitschritten für eine Schaufeldurchgangsperiode des Rotors. Die numerische Abtastrate für die Rotor-Durchgangsfrequenz ( $BPF = 3.76 \text{ kHz}$ ) betrug damit  $488.4 \text{ kHz}$ . Daraus ergibt sich nach dem Abtasttheorem eine maximal auflösbare Frequenz von  $244.4 \text{ kHz}$ .

Die Periodizität der Rechnung wird anhand des in Abbildung 5.5 gezeigten Massenstromverlaufs im jeweils betrachteten Schaufelkanal über mehrere Rotorperioden belegt. Diese Schwankungen werden durch die Relativbewegung der beiden Schaufelreihen zueinander verursacht und weisen eine nahezu perfekte Periodizität auf. Im Leitradssystem treten die Schwankungen mit der Schaufeldurchgangsfrequenz des Rotors auf, im Rotorsystem mit der des Leitrades. Dargestellt sind die letzten acht aller insgesamt gerechneten Perioden. Der Grad der Periodizität der Lösung spiegelt sich auch in der Darstellung des Strömungsfeldes über mehrere Schaufelpassagen wieder (s. beispielsweise Abbildung 5.8 auf Seite 76). Für eine derartige Darstellung muss aufgrund der unterschiedlichen Schaufelzahlen von Rotor und Leitrad der Zeitversatz von Passage zu Passage mit berücksichtigt werden, da sich das Rechenggebiet lediglich auf eine einzelne Passage erstreckte. Voraussetzung dafür, dass die derart rekonstruierten Passagen 'zueinander passen' (d.h. dass keine sprunghaften Übergänge an den versetzt-periodischen Rändern und insbesondere an der Kopplungsebene zwischen Rotor und Stator zu sehen sind) ist, dass die numerische Lösung zeitlich nahezu perfekt periodisch ist. Die in der Abbildung 5.8 gezeigten Ergebnisse unterstreichen damit die Qualität der durchgeführten zeitgenauen Simulation.

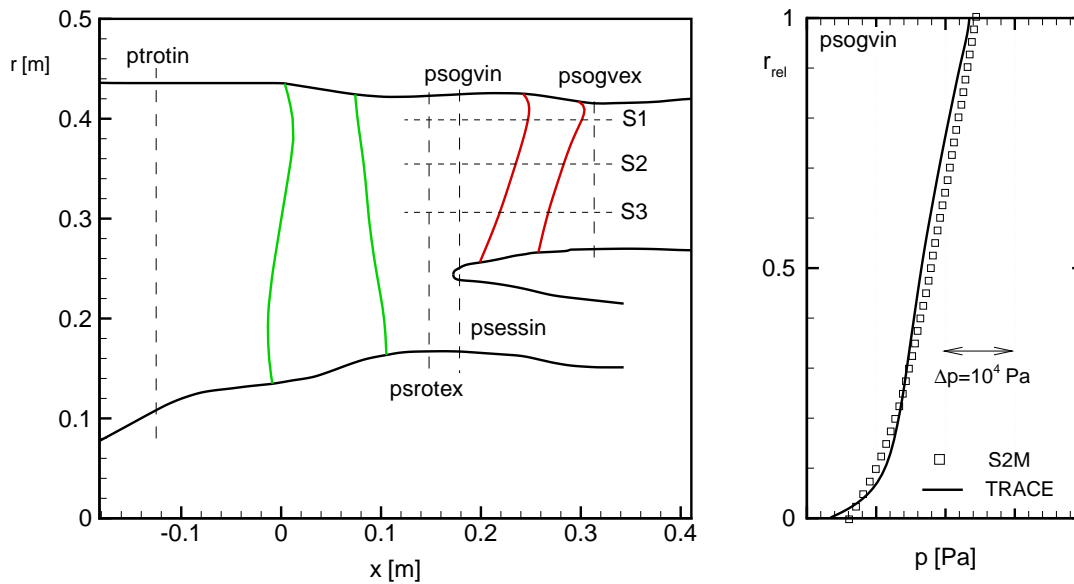


**Abbildung 5.5:** Zeitabhängiger Massenstrom, jeweils bezogen auf das zeitl. Mittel

## 5.3 Ergebnisse zur Aerodynamik

### 5.3.1 Stationär

Zum Einstellen des Betriebspunktes in der Simulation (untersucht wurde hier ein Teillastpunkt bei 85% Drehzahl, vgl. Abbildung 5.1) waren statische Druckprofile in radialer Richtung an verschiedenen axialen Positionen als Ergebnis von S2M-Auslegungsrechnungen des Herstellers gegeben. Abbildung 5.6 zeigt die Lage dieser Ebenen einschließlich der Bezeichnungen, wie sie auch im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet werden. Das Grenzschichtprofil an Nabe und Gehäuse wurde in der Rotorzuströmung durch einen entsprechenden Totaldruckverlauf im Einlauf ( $p_{trotin}$ , s. Abb. 5.6) beschrieben. Der Totaldruck am Eintritt betrug außerhalb der Grenzschicht  $p_t = 1013 \text{ hPa}$  bei einer konstanten Totaltemperatur von  $T_t = 288.15 \text{ K}$ .



**Abbildung 5.6:** Definition der verschiedenen, axialen Ebenen und Vergleich der radialen Druckprofile mit den Auslegungsdaten an der Station  $psogvin$

Zur Überprüfung des in der Rechnung eingestellten Arbeitspunktes der Stufe ist zunächst ein Vergleich zwischen den S2M-Daten und den numerischen Daten erfolgt. Dieser Vergleich ist beispielhaft für die axiale Station  $psogvin$  ebenfalls in Abbildung 5.6 dargestellt und zeigt eine gute Übereinstimmung des statischen Druckes in einer Ebene zwischen Rotor und Leitrad als Ergebnis der durchgeführten Simulation. Das Gleiche gilt für einen Vergleich der Druckprofile an weiteren axialen Positionen. Wichtiger als der Vergleich mit den (theoretischen) Auslegungsdaten ist jedoch die Übereinstimmung der globalen Kenndaten der Stufe (Massenstrom, Druckverhältnis und Wirkungsgrad) mit den gemessenen Werten. Die entsprechenden Größen sind in Abbildung 5.7 einander gegenübergestellt. Bei Abweichungen zum Auslegungsmassenstrom von weniger als einem Prozent stimmen auch die berechneten Betriebspunktdata mit den experimentellen Werten sehr gut überein. Der nachgerechnete Betriebspunkt der Stufe im Kennfeld entspricht also mit hinreichender Genauigkeit dem gemessenen.

Die zeitgenaue Simulation wurde mit den Daten der stationäre Vorrechnung initialisiert. Der Betriebspunkt der zeitgenauen Simulation wies dabei keine nennenswerten Unterschiede zur stationären Lösung auf, die mit einem Mischungsebenen-Modell zur Stufenkopplung durchgeführt wurde. Dies war aufgrund der in derartigen Gebläsen auftretenden großen Axialabständen zu erwarten.



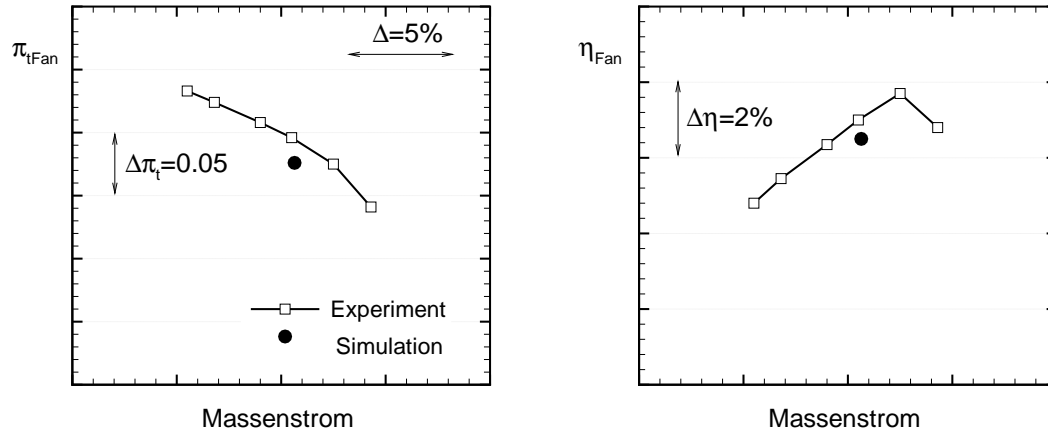


Abbildung 5.7: Vergleich des Arbeitspunktes mit experimentellen Kennfelddaten

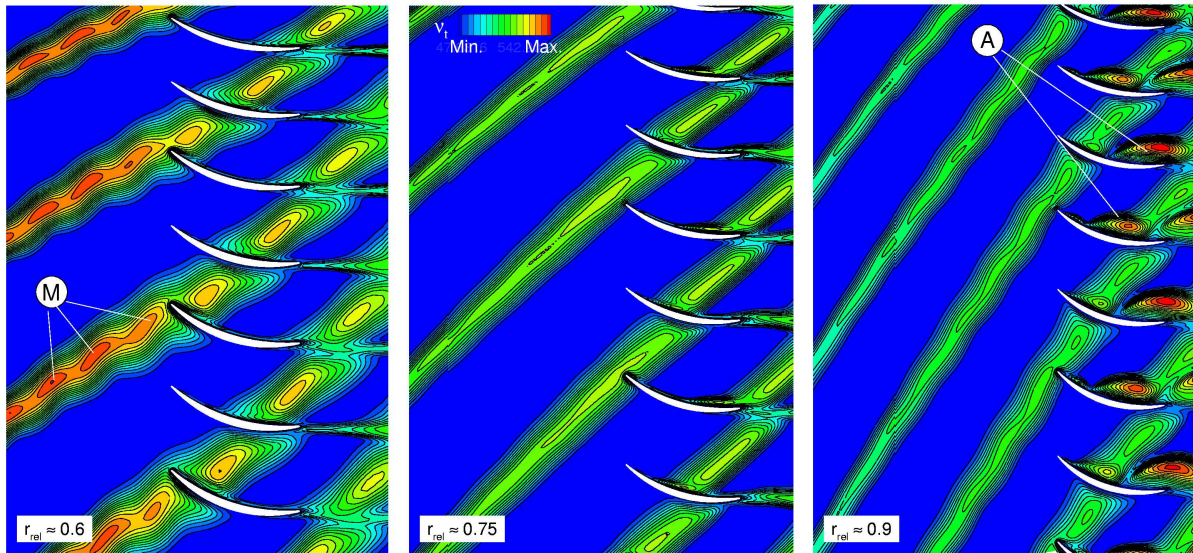
### 5.3.2 Zeitgenau

Bei der nun folgenden Darstellung und Diskussion der zeitgenauen Simulationsergebnisse werden die Phänomene vorrangig betrachtet, die bei der Entstehung des tonalen akustischen Feldes eine wesentliche Rolle spielen. Im Vordergrund steht dabei die Wechselwirkung der bewegten Rotornachläufe mit der stromab liegenden, stationären Leitradbeschaufelung.

Die in Abbildung 5.8 dargestellten Momentanverteilungen der Wirbelviskosität auf verschiedenen Radien vermitteln zunächst einen qualitativen Eindruck von der Nachlaufstruktur und der beschriebenen Interaktion. Die Lage der dargestellten radialen Schnitte ist in Abbildung 5.6 eingezeichnet (S1-S3). Alle betrachteten Schnittebenen befinden sich dabei im oberen Drittel der Rotorbeschaufelung, wobei die Rotorabströmung in der Mitte des Strömungskanals durch die folgende Aufteilung in Kern- und Nebenstrom den nabennahen Bereich des Austrittsleitrades beeinflusst.

Auffällig in den Darstellungen ist zunächst die deutlich unterschiedliche Breite und Intensität der Nachläufe auf den verschiedenen, gezeigten Radien. Der nabennahe Profilschnitt zeigt im Vergleich zu den gehäusenäheren Schnitten höhere Werte der turbulenten Viskosität und einen deutlich breiteren Nachlauf. Die nabennahen Profilschnitte sind dabei durch eine größere Umlenkung gekennzeichnet, die Grenzschichten sind entsprechend stärker belastet als die der gehäusenahen Schnitte. Dort erfolgt die Energiezufuhr im Wesentlichen über die Verdichtungsstöße, die im hier betrachteten Teillastpunkt (noch) nicht so stark ausgeprägt sind. Dies kommt auch in den radialen Verläufen des Totaldruckverhältnisses über den Rotor zum Ausdruck, die im gehäusenahen Bereich ein vermindertes Druckverhältnis aufweisen (die entsprechenden Verläufe werden in Kapitel 6.2.1 gezeigt und dort ausführlicher diskutiert).

Auf dem gehäusenahen Schnitt ('S1' mit  $r_{rel} \simeq 0.9$ ) ist ein Gebiet hoher Verluste zu erkennen - die Verluste sind u.a. proportional zur gezeigten turbulenten Viskosität -, die auf eine druckseitige Strömungsablösung im vorderen bis mittleren Profilbereich des Stators zurückzuführen sind ('A'). Die Ablösung fluktuiert mit der Frequenz der auf die Leitradvorderkante auftreffenden Rotornachläufe. Dabei führt das Geschwindigkeitsdefizit im Nachlauf in diesem Fall zu einer verbesserten, nahezu inzidenzfreien Zuströmung zum Leitrad. Die grundsätzlich negative Inzidenz, die für die gezeigte Strömungsablösung verantwortlich ist, wird damit kurzzeitig ausgeglichen. Die Ablösung verschwindet und das Verlustgebiet wird mit der Grundströmung stromab transportiert, bis der Nachlauf die Vorderkante passiert hat und die nachlauffreie Zu-



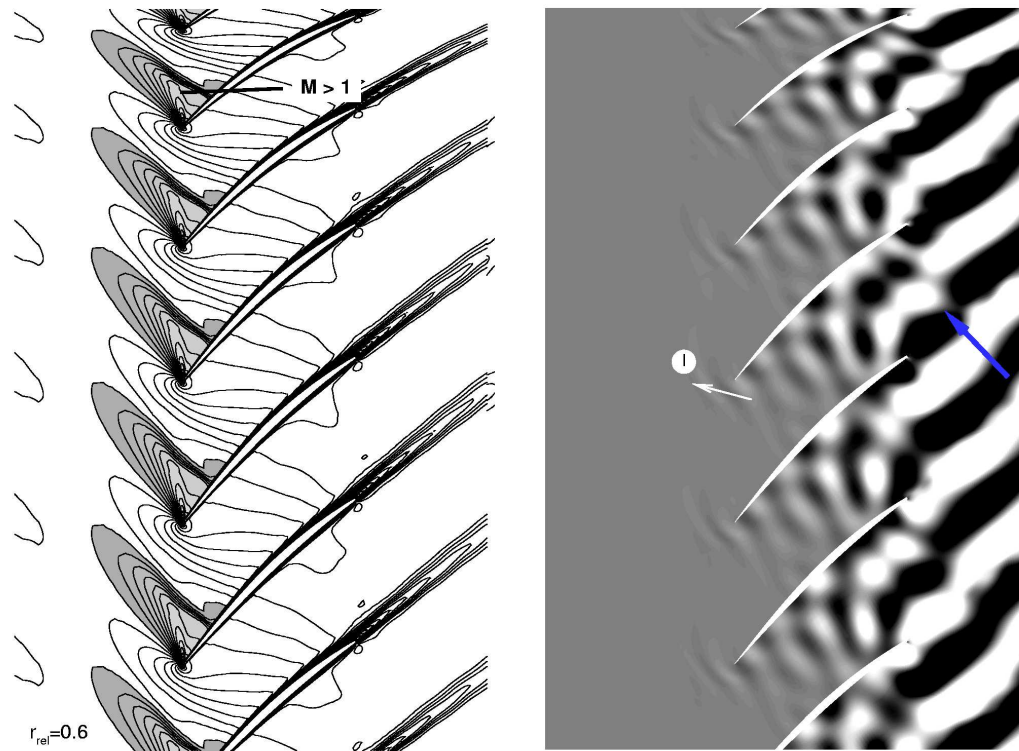
**Abbildung 5.8:** Momentane Verteilung der Wirbelviskosität auf verschiedenen Radien (zur Lage der radialen Schnitte siehe Abbildung 5.6, S1 - S3)

strömung erneut zu der gezeigten Strömungsablösung führt. Das Ablösegebiet selbst induziert dabei keine zusätzlichen 'Töne' im Sinne ausbreitungsfähiger Druckmuster, da dieses Phänomen ortsfest im Leitrad auftritt und sich lediglich axial verschiebt (also nicht die für die Ausbreitungsfähigkeit notwendige Rotation aufweist). Die für das tonale Schallfeld verantwortlichen Druckstörungen werden durch das beschriebene Verlustgebiet zumindest nicht dominierend beeinflusst. Diese Aussage kann anhand der in radialer Richtung aufgetragenen Druckamplituden einzelner Moden hinter dem Leitrad bestätigt werden, welche auf dem entsprechenden Radius keine deutlichen, direkt auf das Verlustgebiet zurückzuführenden Ausprägungen (Abfälle, Erhöhungen etc.) aufweisen. Die entsprechenden Verteilungen sind in Kapitel 6.2.3 aufgeführt und werden dort noch ausführlicher diskutiert.

Weiterhin sind in der Abbildung 5.8 regelmäßige Modulationen des Nachlaufs zu erkennen ('M'). Diese sind für den nabennächsten dargestellten Schnitt bei  $r_{rel} = 0.6$  am deutlichsten ausgeprägt, jedoch auch in Gehäusenähe bei ca. 90% relativer Kanalhöhe vorhanden. Die Modulationen sind durch lokal erhöhte Werte der turbulenten Viskosität im Nachlauf gekennzeichnet. Die Frequenz dieser Modulation korreliert mit der Schaufeldurchgangsfrequenz des Leitrades im Relativsystem des Rotors. Damit ist die Störung zwangserregt und nicht beispielsweise durch eine Karmansche Wirbelstraße selbstinduziert (die Frequenz einer solchen selbstinduzierten Störung läge um nahezu eine Größenordnung über der hier beobachteten, dies zeigt ein Vergleich der entsprechenden Strouhalzahlen beider Phänomene). Die Ursache dieser Variationen sind stromauf laufende Druckstörungen, die am Leitrad entstehen und zeitlich periodisch auf die Hinterkante des Rotors auftreffen. Da diese Störungen durch die Wechselwirkung mit dem Leitrad entstehen, erzeugen diese Nachlaufmodulationen keine Störungen mit einer veränderten Frequenz in deren erneuter Wechselwirkung mit dem Leitrad. Deutlich wird dies beim Betrachten einer zeitlichen Sequenz. Darin zeigt sich, dass die Vorderkante derselben Leitradschaufel immer den gleichen Nachlaufzustand erfährt, wobei mit Nachlaufzustand die zuvor beschriebenen Gebiete lokal erhöhter oder erniedrigter Werte der Wirbelviskosität gemeint sind.

Die oben diskutierten, stromauf laufenden Druckstörungen zwischen Fanrotor und Leitrad sind in den Abbildungen 5.9 und 5.10 dargestellt. Die Konturen stellen die Druckstörungen als Abweichungen vom zeitlichen Mittelwert dar. Das gezeigte Druckmuster bewegt sich in

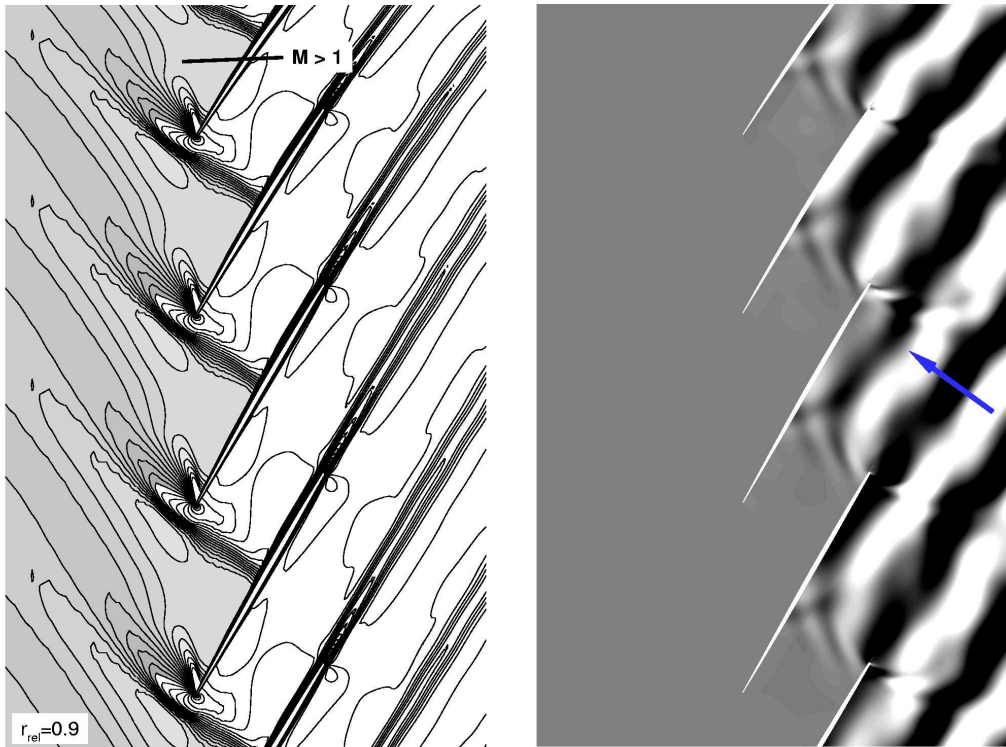
Richtung der eingezeichneten Pfeile stromauf fort und wird im Absolutsystem mit der Schau-  
felddurchgangsfrequenz des Rotors (1BPF) wahrgenommen. Neben der zuvor beschriebenen  
Wechselwirkung mit der Rotorhinterkante soll anhand der Darstellungen eine weitere Aussa-  
ge qualitativ bestätigt werden: Bei transsonischen Gebläsen spielt das durch die Rotor/Stator  
Wechselwirkung entstehende Druckfeld stromauf des Rotors praktisch keine Rolle mehr und  
das akustische Feld wird dort von anderen Lärmanteilen dominiert. Neben den Stördruckfel-  
dern sind dazu in den Abbildungen ebenfalls die Machzahlen im Relativsystem des Rotors  
dargestellt, wobei die lokalen Überschallgebiete farblich gekennzeichnet sind.



**Abbildung 5.9:** Machzahl (links) und stromauf laufende Druckstörung ( $r_{rel} = 0.6$ )

Der nabennähere Schnitt (Abbildung 5.9) wird subsonisch angeströmt, ein schwacher Verdich-  
tungsstoß beendet die saugseitige Beschleunigung in den Überschall bereits im vorderen Profil-  
bereich. Das so entstandene Überschallgebiet ist örtlich auf die Umgebung der Vorderkante be-  
schränkt. An den Konturen der Druckstörungen im rechten Bild erkennt man deutlich, dass in  
Konsequenz zumindest ein Teil der stromauf laufenden Druckinformationen durch die Rotor-  
passage gelangt ('I') und sich stromauf weiter ausbreitet. Die Druckstörungen werden jedoch  
durch numerische Einflüsse relativ schnell dissipiert, da das Rechnetz im Bereich des Rotors  
nicht die notwendige örtliche Auflösung aufweist. Nahe des Gehäuses wird die Ausbreitung  
der Druckinformationen stromauf vollständig durch das ausgeprägte Überschallgebiet unter-  
bunden (Abbildung 5.10). An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass viele der  
beschriebenen Phänomene nur bei gekoppelt durchgeführten Simulationen sichtbar sind. In-  
besondere die Veränderung der Intensität des Rotornachlaufs durch die am Leitrad induzierten  
und stromauf laufenden Störungen ist mit linearisierten Verfahren aufgrund der zwangsläufig  
isolierten Betrachtung einer einzelnen Schaukelreihe nicht zu erfassen.

Nach einer zunächst qualitativen, phänomenologischen Beschreibung der Nach-  
lauf/Profilwechselwirkung werden nun die auf dem Leitrad hervorgerufenen Druckschwan-



**Abbildung 5.10:** Machzahl (links) und stromauf laufende Druckstörung ( $r_{rel} = 0.9$ )

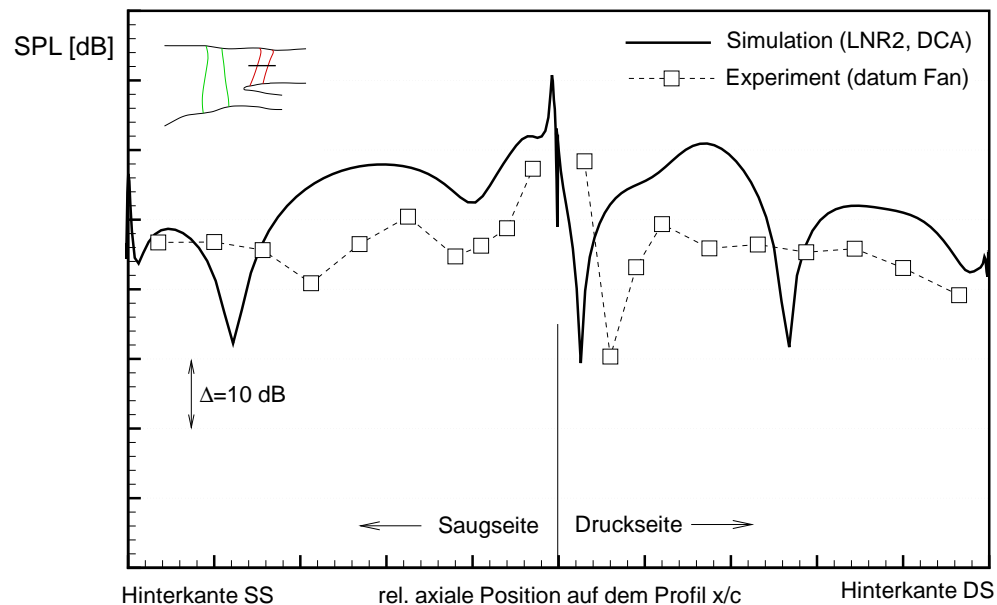
kungen diskutiert, da diese das aus der Stufe austretende Schallfeld maßgeblich bestimmen. Diese Druckschwankungen sind in den Abbildungen 5.11 - 5.13 dargestellt. Die Werte wurden jeweils auf einem mittleren Radius des Leitrades 'gemessen' und sind in die Frequenzanteile der ersten bis dritten Harmonischen der Blattfolgefrequenz des Rotors ( $1BPF$ - $3BPF$ ) zerlegt. Bei allen Frequenzen sind die Amplituden erwartungsgemäß im vorderen Profilbereich am stärksten ausgeprägt. Der zunächst rein kinematische Effekt der Verschiebung des Staupunktes durch den Nachlauf und dem damit verbundenen Druckanstieg ist dabei auf die ersten 2% – 5% des Profils, also den unmittelbaren Vorderkantenbereich beschränkt. Diese Staupunktverschiebung verursacht Druckamplituden, die für alle drei Frequenzen um ca. 10 dB-15 dB höher sind als die restlichen Druckschwankungen, welche im Wesentlichen die Fortpflanzung der an der Vorderkante induzierten Druckstörung und deren Interferenz mit benachbarten Schaufeln wiedergeben. Die beschriebenen Schwankungen entlang des Profils lassen sich auch für den reibungsfreien Fall bei der Wechselwirkung einer harmonischen Druckstörung mit einer ebenen Platte beobachten und sind ein typisches Interferenzphänomen. Die Überlagerung von Störungen mit gleicher Frequenz aber unterschiedlicher Wellenlänge und Phasenlage äußert sich in starken Variationen der Amplitude entlang des Profils, die hier bei allen Frequenzen zu beobachten sind und mit steigender Frequenz zunehmen.

Die Pegel entlang des Profils für die Frequenzen  $1BPF$  und  $2BPF$  schwanken zwar sehr stark, zeigen jedoch im Mittel auch im hinteren Profilbereich ähnliche Werte. Im Gegensatz dazu fallen die Druckamplituden nahe der Profilhinterkante für die Frequenz  $3BPF$  im Vergleich zu den Messdaten deutlich ab, insbesondere auf der Druckseite (Abbildung 5.13). Diese Frequenz ist bereits sehr hoch und mit kleinen Wellenlängen verbunden, die durch das Rechnetz nicht mehr ausreichend aufgelöst werden, sodass der starke Amplitudenabfall höchstwahrscheinlich numerisch bedingt ist.



Neben den Simulationsergebnissen sind in den Abbildungen die entsprechenden Messdaten dargestellt, wobei die eingeschränkte Vergleichbarkeit der Ergebnisse aufgrund der unterschiedlichen Leitradgeometrie bereits diskutiert wurde. Geht man davon aus, dass die wesentlichen Charakteristika der Nachlaufinteraktion aufgrund der Ähnlichkeit beider Geometrien prinzipiell vergleichbar sind, lässt die Gegenüberstellung mit den experimentellen Daten folgende Aussagen zu:

- Sowohl die experimentellen Daten als auch die numerischen Ergebnisse zeigen deutliche Amplitudenschwankungen entlang des Profils. Diese Schwankungen sind zwar anders verteilt, die Höhe der Schwankungen sind jedoch vergleichbar.
- Qualitativ zeigen sich deutliche Gemeinsamkeiten bezüglich der Anzahl der Maxima und Minima, insbesondere bei den Frequenzen  $1BPF$  und  $2BPF$ .
- Die höchsten Druckamplituden treten sowohl bei den numerischen als auch bei den experimentellen Daten nahe der Vorderkante auf. Dabei konnte die Vorderkante selbst nicht mit Messaufnehmern bestückt werden, die Messwerte legen jedoch einen weiteren Anstieg der Amplituden nahe, wenn man sich der Vorderkante weiter nähert.
- Die Höhe der Druckamplituden nahe der Vorderkante ist für alle drei Frequenzen in Messung und Rechnung vergleichbar. Dies lässt den Schluss zu, dass auch die Form des Nachlaufs in Simulation und Experiment vergleichbar ist, wenn man davon ausgeht, dass sich die dominierenden Anteile der durch den Nachlauf hervorgerufenen Druckstörungen auf diese drei Frequenzen verteilen.
- Insbesondere die Amplituden der Frequenz  $3BPF$  zeigen ausgeprägte Spitzen mit geringer örtlicher Ausdehnung, wobei der Abstand der Aufnehmer zueinander deutlich größer als die Ausdehnung dieser Extrema ist. Diese 'kurzwelligen' Schwankungen werden dadurch im Experiment nur unzureichend erfasst.



**Abbildung 5.11:** Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt ( $1BPF$ )

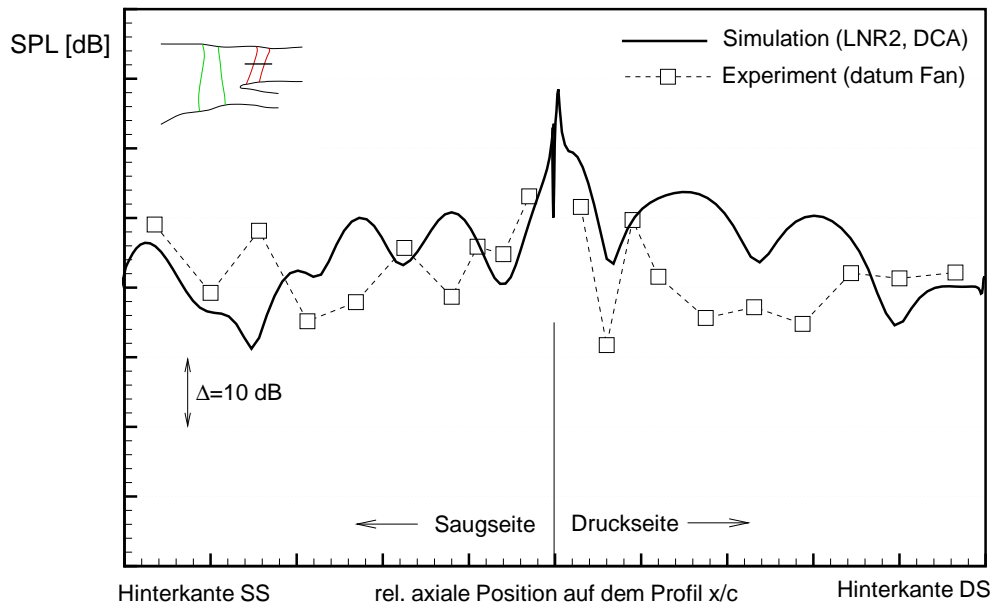


Abbildung 5.12: Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt ( $2BPF$ )

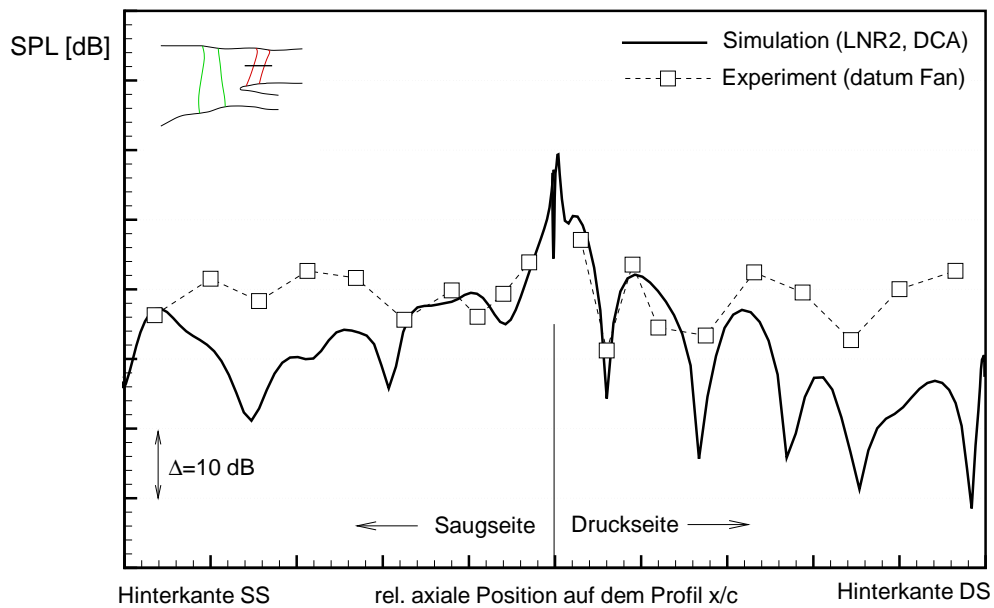


Abbildung 5.13: Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt ( $3BPF$ )

## 5.4 Ergebnisse zur Aeroakustik

### 5.4.1 Charakterisierung des akustischen Feldes

In Tabelle 5.1 ist eine Auswahl aller möglichen Umfangsmoden der untersuchten Gebläsestufe zusammengefasst. Diese ergeben sich direkt aus dem Schaufelzahlverhältnis der beteiligten Schaufelreihen. Die ausbreitungsfähigen Moden, die für die Schallabstrahlung ins Fernfeld eine Rolle spielen und im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, sind dort unterstrichen.

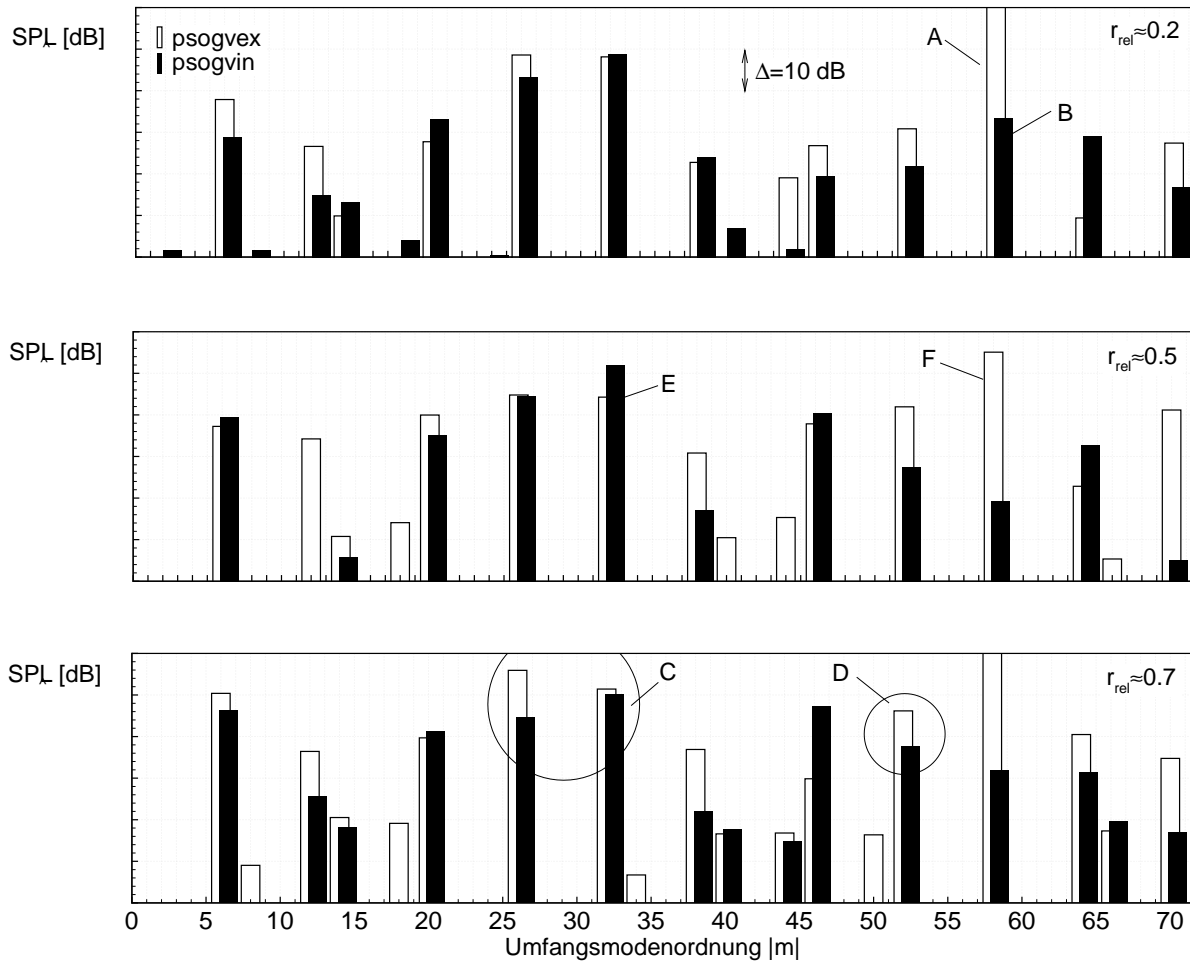
	$k = -3$	$k = -2$	$k = -1$	$k = 0$	$k = 1$
$1BPF (n = 1)$	-148	-90	-32	<u>26</u>	84
$2BPF (n = 2)$	-122	-64	<u>-6</u>	<u>52</u>	110
$3BPF (n = 3)$	96	<u>-38</u>	<u>20</u>	<u>78</u>	136
$4BPF (n = 4)$	-70	-12	46	104	162

**Tabelle 5.1:** Umfangsmoden nach Tyler und Sofrin (aus Gleichung 2.28 mit  $B=26$  und  $V=58$ ), hervorgehoben sind die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten, ausbreitungsfähigen Umfangsmoden

Zunächst soll der Nachweis erfolgen, dass die angegebenen Moden auch tatsächlich im berechneten Strömungsfeld enthalten sind. Diese Überprüfung ist, insbesondere vor dem Hintergrund der Beschränkung des Rechengebietes auf jeweils eine Schaufelpassage, wichtig. Um die Existenz der einzelnen Moden nachzuweisen, wurde zunächst, basierend auf der zeitperiodischen Lösung, der volle Schaufelkranz (also 58 Leitradpassagen und 26 Rotorpassagen) zu einem Zeitpunkt rekonstruiert und eingefroren. Anschließend wurde das Druckfeld an verschiedenen axialen Positionen und auf verschiedenen Radien unabhängig voneinander einer harmonischen Analyse in Umfangsrichtung unterzogen. Die Ergebnisse dieser Analyse sind für die axialen Positionen *psogvin* und *psogvex* (vgl. Abb. 5.6), also vor und hinter dem Leitrad, in Abbildung 5.14 zusammengefasst. Die so berechneten Spektren enthalten die Anteile aller Azimutalmoden, wobei die einzelnen Moden den entsprechenden Frequenzen zuzuordnen sind.

In den Ergebnissen zeigt sich zunächst, dass nahezu alle tabellarisch aufgeführten Umfangsmoden mit deutlichen Amplituden in den gezeigten Spektren vorhanden sind. Der Wertebereich von Umfangsharmonischen bis zu  $m = +70$  zeigt dabei in etwa diejenigen Umfangsmoden, die realistischerweise durch das verwendete Rechnernetz aufgelöst werden können. Bemerkenswert ist, dass auch die Umfangsmoden  $m = -12$  und  $m = +46$  in den Spektren mit ausgeprägten Amplituden auftauchen, obwohl die Frequenzen dieser Moden bereits sehr hoch sind ( $4BPF$ ) und numerisch nur noch mit vergleichsweise wenigen Zeitschritten aufgelöst werden. Es wird ebenfalls deutlich, dass sich das Spektrum der Umfangsmoden vor und hinter dem Leitrad zwar qualitativ nicht ändert, die Amplituden einzelner Moden jedoch deutlich veränderte Werte aufweisen.

So zeigen die Spektren in Abbildung 5.14 u.a. ausgeprägte Amplituden derjenigen Umfangsmoden, die mit der Anzahl der Leitradschaufeln  $V = 58$  korrelieren. Sowohl vor ('B') als auch hinter dem Leitrad ('A') werden diese Amplituden durch das Potentialfeld des Stators verursacht. Zur Verdeutlichung ist dazu in der Abbildung 5.15 das momentane Druckfeld im Bereich des Leitrades dargestellt. Das gezeigte Feld enthält neben dem (zeitlich unveränderlichen) potentialtheoretischen Druckfeld auch die durch die Schaufelreihen-Wechselwirkung verursachten, zeitabhängigen Anteile. Aus dem gesamten Strömungsfeld wurden sowohl die momentanen als auch die zeitgemittelten Anteile in Umfangsrichtung an verschiedenen axialen Positio-



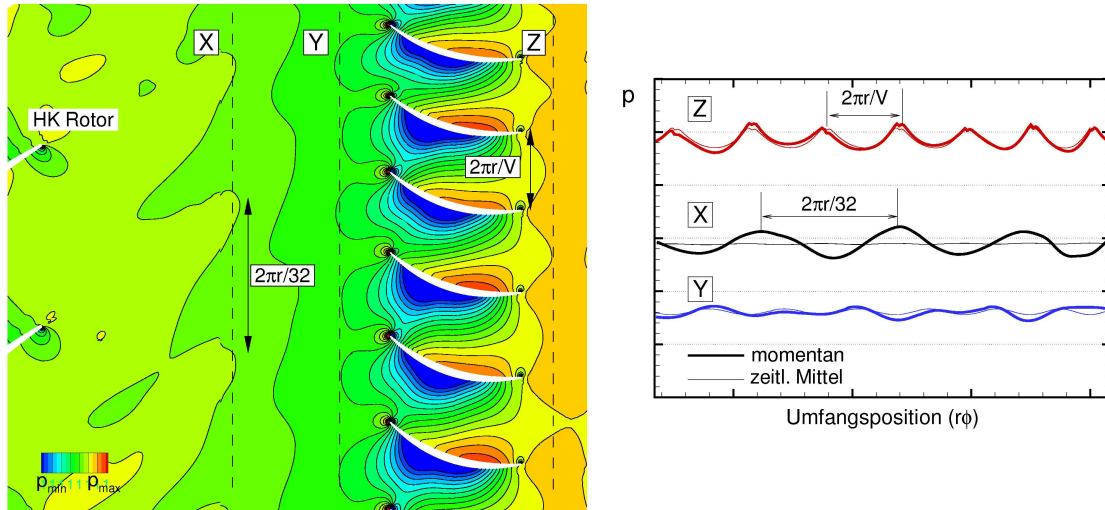
**Abbildung 5.14:** Momentane Azimutalmomenspektren vor (*psogvin*) und hinter (*psogvex*) dem Leitrad auf verschiedenen Radien, die Zuordnung zu den jeweiligen Frequenzen kann Tabelle 5.1 entnommen werden

nen extrahiert. Die Ergebnisse sind im rechten Diagramm der gleichen Abbildung aufgeführt. Zunächst wird der Druckverlauf an der axialen Position 'X' (vgl. Abb. 5.15) betrachtet. Diese Position befindet sich im Abstand von ca. einer Sehnenlänge stromauf des Stators und ist in der Abbildung 5.15 eingezeichnet. Während die momentanen Druckschwankungen wesentlich durch die stromauf laufende Druckstörung mit der Modenordnung  $m = -32$  bestimmt werden (s. rechtes Diagramm in der Abbildung 5.15, dicke schwarze Linie), zeigen die zeitgemittelten Größen eine nahezu konstante Druckverteilung in Umfangsrichtung (dünne schwarze Linie), also ein kaum wahrnehmbares Potentialfeld. An der Position 'Y' zeigt sich aufgrund der Beschleunigung im Bereich des Nebenstroms zunächst ein niedrigeres mittleres Druckniveau (die Position 'X' befindet sich stromauf der Aufteilung in Haupt- und Nebenstrom). Die instantanen Verläufe weisen zwar insgesamt kleinere Schwankungen als an der Position 'X' auf, die zeitabhängigen Störungen überlagern sich jedoch dem deutlich stärker ausgeprägten Potentialfeld nahe des Profils. Durch diese Überlagerung erscheint das Störfeld an der Position 'Y' deutlich geringer, der Verlauf ist jedoch stark zeitabhängig, sodass zu einem anderen Zeitpunkt am betrachteten Ort die instantanen Verteilungen Schwankungen in ähnlicher Größe wie an 'X' aufweisen. Im Austritt des Leitrads (Position 'Z') ist das Potentialfeld des Stators bei vergleichbarem Abstand zum Profil wie stromauf (Position 'Y') deutlich stärker spürbar: Die entsprechenden Druckschwankungen mit der Modenordnung  $m = V = +58$  sind in Ihrer Am-



plitude vergleichbar mit denen der Interaktionsmode  $m = -32$  stromauf des Leitrades. Auch dies lässt sich anhand der in Abbildung 5.14 gezeigten Spektren belegen (vgl. Pegel 'E' und 'F').

Die Wechselwirkung des Potentialfeldes des Leitrades mit dem Rotor stromauf ist, wie oben gezeigt, auf Grund des großen Axialabstandes von Lauf- und Leitrad - auch für aeroakustische Belange - vernachlässigbar. Zudem ist dieses Druckfeld selbst ortsfest und spielt damit für das akustische Feld ebenfalls keine Rolle.

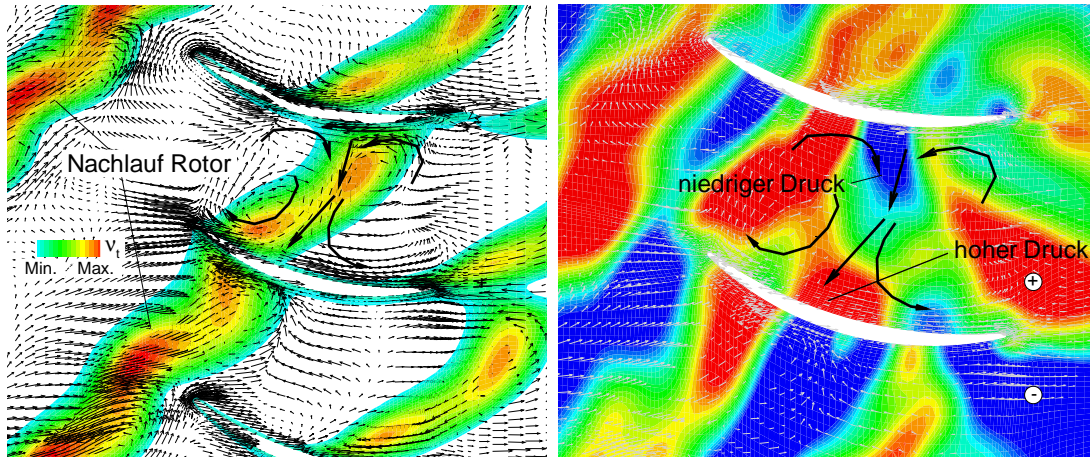


**Abbildung 5.15:** Momentanes Druckfeld vor und hinter dem Leitrad (links) und daraus extrahierte Druckverteilungen in Umfangsrichtung auf einem mittleren, radialen Schnitt (rechts)

Anders ist dies bei der Umfangsmode  $m=+26$ , welche die einzige ausbreitungsfähige Umfangsmode bei der Frequenz  $1BPF$  repräsentiert und damit deutlich die Schallemission der gesamten Stufe bestimmt. Vor dem Leitrad wird diese Umfangsmode durch das rotierende Potentialfeld des Rotors verursacht (vgl. Kapitel 2.2.3). Insbesondere im gehäusenahen Bereich erfährt diese Mode innerhalb der Leitradpassage eine Amplitudenerhöhung von teilweise mehr als  $10\text{ dB}$  (vgl. Abb. 5.14,  $r_{rel} = 0.7$ ). Dieser Effekt kann durch die Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Rotornachlauf und Leitradbeschauelung erklärt werden. Diese Interaktion wurde bereits an verschiedenen Stellen eingehend untersucht und dokumentiert, deren Phänomenologie wird u.a. von Kerrebrock und Mikolajczak [67], Valkov et al. [122], Hodson [57] und Walker [129] beschrieben. Die hier beobachteten und im Folgenden beschriebenen Phänomene sind grundsätzlich in Übereinstimmung mit den in der Literatur aufgeführten Ergebnissen und in der Abbildung 5.16 dargestellt: Die momentane Position des Rotornachlaufs ist an den erhöhten Werten der Wirbelviskosität zu erkennen (linkes Bild). Der Nachlauf selbst bewegt sich konvektiv mit der Grundströmung. Diese Konvektion erfolgt saugseitig beschleunigt, so dass es zu einer Verscherung des Nachlaufs innerhalb der Leitradpassage kommt. Druckseitig sind die Geschwindigkeitsvektoren im Nachlaufbereich auf das Profil (und damit transversal zur Hauptströmungsrichtung) gerichtet (*negative-jet*). Der damit verbundene Aufstauvorgang an der Profiloberfläche führt zu lokal erhöhten Druckwerten, die im rechten Bild zu erkennen sind (vgl. Kerrebrock und Mikolajczak). Die Position des Rotornachlaufs ist in beiden Abbildungen identisch. Neben der auf das Profil gerichteten Geschwindigkeitsstörung bildet sich typischerweise in der Umgebung dieses *jets* ein Wirbelpaar (s. Abb. 5.16, links). Das sich auf die Druckseite zu bewegende Fluid muss mit Material aus der Kernströmung aufgefüllt werden. Nahe der Saugseite bewegt sich dabei Fluid von beiden Seiten aus der Kernströmung auf die transversal zur Hauptströmung gerichtete, nachlaufgestörte Strömung zu. Dieser Nach-

strömvorgang im Bereich des vom Profil weg gerichteten *wake slips* innerhalb der Rotorpassage führt schließlich zu einem Druckminimum auf der Saugseite.

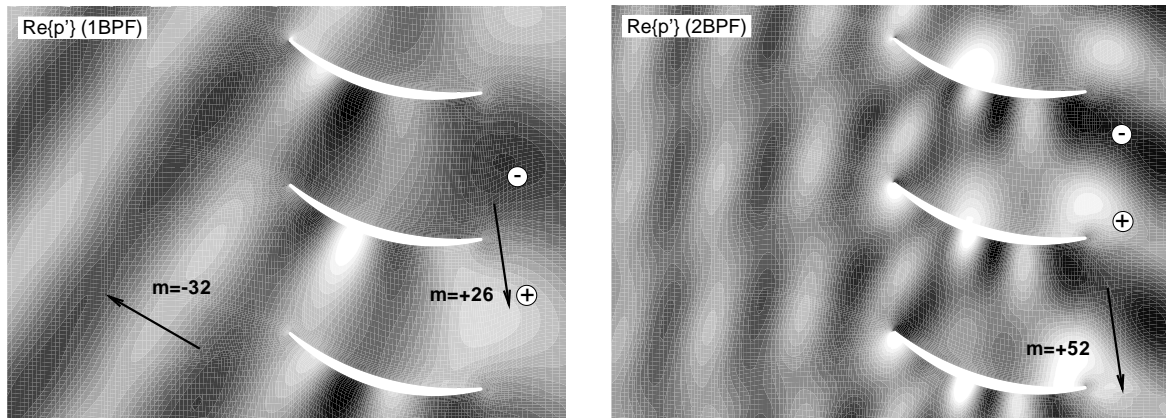
Die beschriebenen Gebiete niedrigen und hohen Druckes bewegen sich mit der Konvektion des Nachlaufs durch die Passage und treffen hinter dem Leitrad zeitlich versetzt aufeinander. Dort formieren sie sich zu einem mit dem Rotor rotierenden Druckmuster mit der Modenordnung  $m = +26$  und bilden damit einen ausgeprägten akustischen Dipol nahe der Leitradhinterkante. Das Druckfeld dieses Dipols ist dabei deutlich stärker als das vor dem Leitrad spürbare Potentialfeld des Rotors. Eine Amplitudenerhöhung der Mode  $m=+52$  hinter dem Leitrad ist hier ebenfalls zu beobachten (Abbildung 5.14, unteres Diagramm, Ausschnitt 'D') und prinzipiell auf die gleiche Art und Weise erklärbar.



**Abbildung 5.16:** Nachlaufwechselwirkung am Leitrad: Momentanwerte der Wirbelviskosität und Vektoren der Geschwindigkeitsstörung (links); Fluktuationsfeld des Druckes (rechts)

In der Abbildung 5.17 ist noch einmal qualitativ veranschaulicht, wie sich das akustische Feld vor und hinter dem Leitrad für die Frequenzen von  $1BPF$  und  $2BPF$  verändert. Bei der Frequenz  $1BPF$  dominiert stromauf des Leitrades die (nicht ausbreitungsfähige) Mode  $m=-32$ , welche sich gegen die Rotationsrichtung des Rotors stromauf fortbewegt. Diese Druckstörung wurde im vorigen Kapitel bereits diskutiert (vgl. Abbildung 5.9 und Abbildung 5.10) und war die Ursache der gezeigten Modulationen der Nachlaufintensität des Rotors. Hinter dem Leitrad wird das Spektrum wesentlich von der stromab ausbreitungsfähigen Mode  $m=+26$  dominiert. Diese Aussage lässt sich auch quantitativ anhand der gezeigten Amplitudenverteilungen bei  $r_{rel} = 0.7$  bestätigen (Abbildung 5.14, unteres Diagramm, Ausschnitt 'C'). Die Mode  $m=-32$  weist vor dem Leitrad (*psogvin*) eine um ca. 5 dB-7 dB größere Amplitude auf, als die Mode  $m=+26$ ; diese Aussage kehrt sich hinter dem Leitrad um. Für die Frequenz  $2BPF$  zeigen sich in den qualitativen Darstellungen (Abbildung 5.17, rechts) die für die entsprechenden Umfangsmode charakteristischen Druckmuster, wobei hier die Umfangsmode mit der doppelten Rotorschaukelzahl ( $m=2B=+52$ ) hinter dem Leitrad am deutlichsten in den Ergebnissen zum Ausdruck kommt. Stromauf des Leitrades überlagern sich die verschiedenen Umfangsmode dieser Frequenz (im Wesentlichen  $m=-64$ ,  $m=-6$  und  $m=+52$ , s. Tabelle 5.1) und führen zu dem dargestellten Interaktionsmuster stromauf des Leitrades.

Bisher erfolgte lediglich die Betrachtung einzelner Umfangsmode auf verschiedenen Radien. Die dreidimensionale Struktur des akustischen Feldes wurde dabei nicht mit in Betracht gezogen. Für weiterführende Analysen wurden die radialen Profile des Stördrucks der einzelnen Umfangsmode in die Anteile der jeweiligen radialen Harmonischen zerlegt. Die Amplituden der ausbreitungsfähigen Radialmoden an der Kopplungsebene zwischen dem aerodynamischen und dem akustischen Modell (vgl. Abbildung 2.1) sind, zusammen mit den entsprechen-



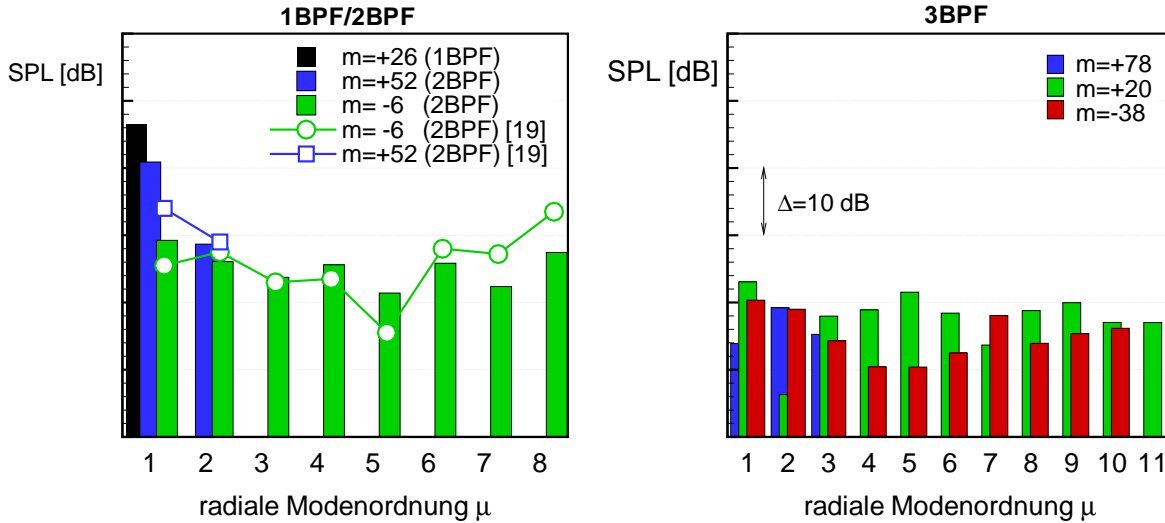
**Abbildung 5.17:** Momentanes Stördruckfeld der Frequenz 1BPF und 2BPF im Bereich des Leitrades (Mittelschnitt)

den axialen und radialen Eigenwerten, ein wesentliches Ergebnis der in Kapitel 2.3 beschriebenen und hier angewendeten Modellkopplung (Modenanalyse der numerischen Daten). Von Interesse soll nun nur noch das aus der Kopplungsebene austretende und ausbreitungsfähige akustische Feld im Nebenstrom sein.

Die Ergebnisse der Modenanalyse sind in Abbildung 5.18 aufgeführt. Dargestellt sind dort die Schalldruckpegel der ausbreitungsfähigen Radialmoden am Gehäuse. Zunächst zeigt sich, dass alle direkt mit der Rotorteilung korrelierenden Umfangsmoden ( $m=+26$ ,  $m=+52$ ,  $m=+78$ ) dadurch gekennzeichnet sind, dass sie aufgrund der vergleichsweise kleinen Wellenlängen sehr nahe an *cut-off* sind und somit wenig ausbreitungsfähige Radialmoden aufweisen. Für die Frequenz 1BPF ist lediglich eine einzelne Radialmode ausbreitungsfähig, die nächst höhere Harmonische besitzt zwei ausbreitungsfähige Radialmoden. Dabei zeigt sich, dass die Amplituden dieser Moden im Vergleich zu den 'typischen' Interaktionsmoden ( $m=-6$ ,  $m=+20$  etc.) zumindest für die zweite Harmonische der BPF lokal teilweise deutlich größer sind.

Interessant ist an dieser Stelle der Vergleich mit den Ergebnissen eines linearisierten numerischen Verfahrens, das grundsätzlich in gleicher Weise in der Lage ist, die dargestellten Moden bei entsprechender räumlicher Auflösung korrekt zu erfassen. Die Ergebnisse für die beiden Umfangsmoden  $m=+52$  und  $m=-6$  sind ebenfalls in der Abbildung 5.18 eingetragen, Einzelheiten zu den Simulationen werden von Coupland [19] beschrieben. Auch in den mit dem linearisierten Verfahren berechneten Ergebnissen dominiert die Mode  $m=+52$ , wobei die Amplitude der ersten radialen Harmonischen  $\mu = 1$  im Vergleich zu den hier berechneten Werten um ca. 5 dB niedriger vorhergesagt wird. Die Werte der zweiten radialen Harmonischen  $\mu = 2$  zeigen nahezu identische Pegel. Die andere relevante Umfangsmode  $m=-6$  weist insgesamt acht ausbreitungsfähige Radialmoden auf. Die Pegel der einzelnen radialen Harmonischen sind für beide Verfahren vergleichbar und relativ gleichmäßig auf die einzelnen Moden verteilt. Die größten Abweichungen zwischen beiden Verfahren liegen in einem Bereich von ca. 4 dB-5 dB für die siebte und achte radiale Harmonische. Wichtig ist an dieser Stelle festzuhalten, dass der generelle Trend (minimaler Wert bei  $\mu = 5$ , maximaler Wert bei  $\mu = 8$ ) von beiden Verfahren in vergleichbarer Art und Weise vorausgesagt wird. Die Darstellung der Schalldruckpegel an einer beliebigen radialen Position (hier am Gehäuse) wurde an dieser Stelle gewählt, um lediglich die Anregung der einzelnen radialen Moden beider Verfahren im Verhältnis zueinander aufzuzeigen und lässt keine Aussage über die Schallintensität der einzelnen Harmonischen zu.

Ebenfalls aufgeführt sind alle wesentlichen Radialmoden der Frequenz  $3BPF$ , deren Pegel bereits deutlich unter denen der zweiten Harmonischen liegen. Insbesondere die Umfangsmoden niedriger Modenordnung sind durch viele (für die gezeigte Mode insgesamt elf) ausbreitungsfähige Radialmoden gekennzeichnet, deren einzelne Pegel hier zwar um maximal  $10\text{ dB}$  untereinander variieren, jedoch keine deutlich dominierende Mode aufweisen.



**Abbildung 5.18:** Verteilung der Schalldruckpegel am Gehäuse auf die einzelnen Radialmoden aller untersuchten und ausbreitungsfähigen Umfangsmoden und Vergleich mit den Ergebnissen von Coupland [19]

#### 5.4.2 Ausbreitungsrechnungen im Nebenstrom und Vergleich mit experimentellen Daten

Um die numerischen Ergebnisse den experimentellen Daten gegenüberstellen zu können, wurden basierend auf den im vorigen Abschnitt gezeigten Ergebnissen der Modenanalyse Ausbreitungsrechnungen mit einem vorhandenen analytischen Verfahren (Rienstra [93], s. Kapitel 2.2.2) durchgeführt, deren Ergebnisse im Folgenden diskutiert werden. Diese Ausbreitungsrechnungen ermöglichen dabei den Vergleich der Schalldruckpegel am Gehäuse an den tatsächlich vermessenen axialen Positionen, wobei der Einfluss der veränderlichen Kanalgeometrie im *Rig*versuch berücksichtigt wird.

Detailliertere Betrachtungen konzentrieren sich beispielhaft auf die Frequenz  $2BPF$  mit den jeweils relevanten Umfangsmoden, die wesentlichen Ergebnisse für die Frequenzen  $1BPF$  und  $3BPF$  sind am Ende des Kapitels ebenfalls aufgeführt. In den beiden Diagrammen der Abb. 5.20 sind zunächst die axialen Wellenzahlen der Moden  $m=+52$  und  $m=-6$  aufgeführt. Die Werte sind mit der axialen Position im Nebenstrom parametrisiert. Dabei kennzeichnen die eingezeichneten Kreise die jeweiligen Werte an den axialen Positionen, an denen die Kopplung an die CFD-Daten erfolgte.

Für die Umfangsmode  $m=-6$  liegen die axialen Wellenzahlen der Radialmoden niedriger Ordnung ( $\mu = 1 - 3$ ) sehr dicht beieinander bei absoluten Werten von  $35 - 40$ . Die Änderung des Düsenquerschnittes entlang der axialen Position führt zu einer Veränderung der Eigenwerte, erkennbar in den Diagrammen an den Werten der *cutoff*-Moden mit komplexen, axialen Wellenzahlen. Die Änderung der Düsengeometrie wirkt sich u.a. so auf die Eigenwerte aus, dass die nicht ausbreitungsfähige Radialmode mit der jeweils höchsten Radialmodenordnung

( $\kappa_{-6,9}$  bzw.  $\kappa_{+52,3}$ ) ab einer bestimmten axialen Position aufgrund der Erweiterung des Kanalquerschnittes ausbreitungsfähig wird. Die Grundströmung entlang der Düse wird dabei durch die stetige Querschnittserweiterung stromab verzögert, gleichzeitig ändern sich aufgrund der Radienänderung der Geometrie die radialen Eigenwerte, sodass die Auswertung der Dispersionsbeziehung schließlich zu reellen Eigenwerten und damit ausbreitungsfähigen Radialmoden führt.

Die aufgeführten axialen Wellenzahlen zeigen ebenfalls, dass in diesem Fall die ausbreitungsfähige Radialmode mit der jeweils höchsten Modenordnung im Gegensatz zu den Radialmoden niedriger Ordnung negative (aber reelle) Wellenzahlen besitzt. Diese so genannten Blockierungsmoden sind dadurch gekennzeichnet, dass ihr Phasenvektor entgegen der Strömungsrichtung zeigt. Die axiale Phasengeschwindigkeit dieser Mode ist damit langsamer als die mittlere Geschwindigkeit der Grundströmung, wobei der Informationstransport in Strömungsrichtung stattfindet, da die Mode aufgrund der hohen Machzahlen zu einem großen Teil mit der Grundströmung konvektiert wird (s. hierzu beispielsweise Holste [58]).

Die zu beiden Umfangsmoden gehörigen radialen Eigenwerte sind in der Tabelle 5.19 aufgelistet. Die dort aufgeführten Daten sind an der Kopplungsebene stromab des Leitrades berechnet. Gezeigt sind jeweils die ersten zwölf Werte der Umfangsmoden  $m=-6$  und  $m=+52$  für die Frequenz 2BPF.

	$m=-6$	$m=+52$
$\alpha_{m,1}$	7.19	55.03
$\alpha_{m,2}$	11.86	62.14
$\alpha_{m,3}$	19.44	67.44
$\alpha_{m,4}$	27.90	72.13
$\alpha_{m,5}$	36.59	76.26
$\alpha_{m,6}$	45.39	80.08

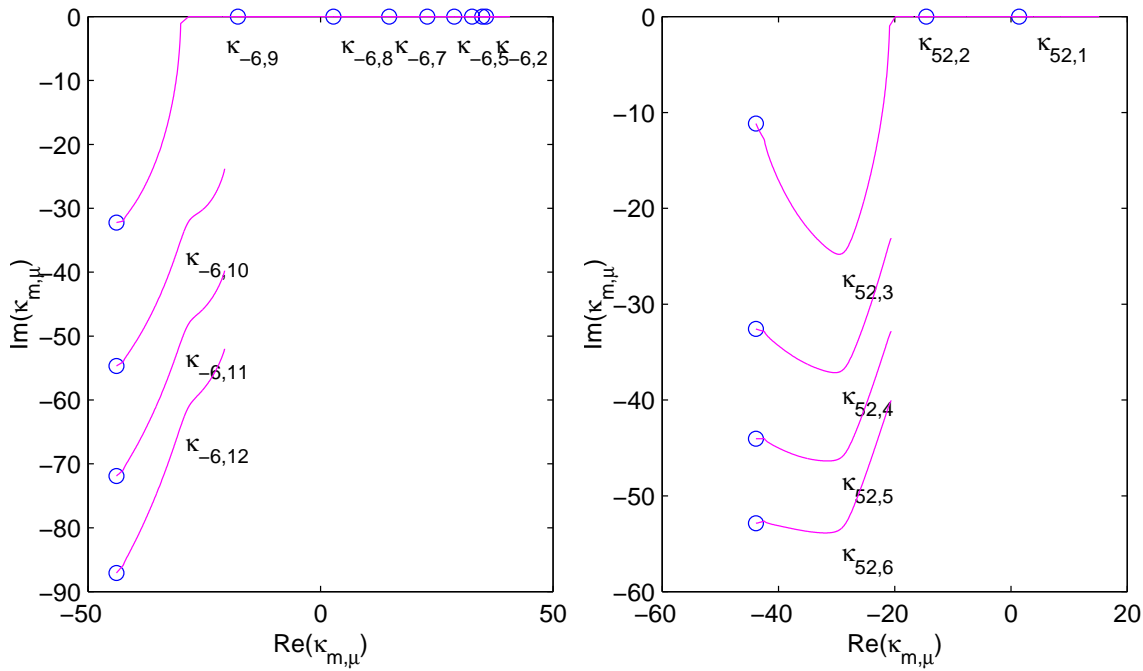
	$m=-6$	$m=+52$
$\alpha_{m,7}$	54.24	84.79
$\alpha_{m,8}$	63.12	90.47
$\alpha_{m,9}$	72.01	96.75
$\alpha_{m,10}$	80.92	103.48
$\alpha_{m,11}$	89.84	110.55
$\alpha_{m,12}$	98.77	117.89

**Abbildung 5.19:** Radiale Eigenwerte  $\alpha_{m,\mu}$  der beiden ausbreitungsfähigen Umfangsmoden  $m=-6$  und  $m=+52$  an der Kopplungsebene im Nebenstrom

Einen Eindruck von der Amplitudenverteilung des akustischen Druckes im Nebenstrom vermitteln die Darstellungen in Abbildung 5.21. Betrachtet man zunächst die Umfangsmode mit der vergleichsweise niedrigen Umfangsmodenordnung  $m=-6$ , so sieht man, dass signifikante Amplituden in ähnlicher Größenordnung über dem gesamten Querschnitt vorhanden sind. Dabei führt die Überlagerung der einzelnen Radialmoden -die zwar alle dieselbe Frequenz, aber unterschiedliche axiale Wellenzahlen aufweisen- und deren Wechselwirkung mit den Kanalwänden zu dem gezeigten Interaktionsmuster innerhalb des Strömungskanal. Diese Überlagerungen sind durch starke Variationen der Druckamplitude im gesamten Kanalquerschnitt gekennzeichnet.

Ein anderes Bild ergibt sich für die Umfangsmode  $m=+52$  (Abbildung 5.21 rechts). Dort zeigt sich ein Interferenzmuster, das durch die Überlagerung lediglich zweier Radialmoden entsteht und eine deutlich regelmäßigere Struktur aufweist. Nahe des Gehäuses ist diese Mode dabei durch Amplituden gekennzeichnet, die im Vergleich zu denen der Mode  $m=-6$  die etwa 1.6-fachen Werte aufweisen. Dies wurde bereits anhand der Schalldruckpegel der einzelnen Radialmoden gezeigt (vgl. Abbildung 5.18). Ein wesentlicher Grund für die erhöhten Amplituden ist die Nachlauform der gehäusenahen Profilschnitte (vgl. Abbildung 5.8). Die dort deutlich schärferen Nachläufe sind durch ein -im Vergleich zu den nabennäheren Schnitten- höheres Geschwindigkeitsdefizit gekennzeichnet, welches in der Wechselwirkung mit dem Leitrade zu höheren Druckamplituden führt. Dadurch kommt es zu einer starken Anregung der ersten von





**Abbildung 5.20:** Axiale Wellenzahlen  $\kappa_{m,\mu}$  (entdimensionalisiert mit  $r_{tip}$ ) der beiden ausbreitungsfähigen Umfangsmoden  $m=-6$  (links) und  $m=+52$  (rechts) in der komplexen Zahlenebene, jeweils parametrisiert mit der axialen Position im Nebenstrom

zwei möglichen Besselmoden. Der radiale Verlauf dieser Besselmode ist durch hohe Amplituden in Gehäusenähe gekennzeichnet und fällt in Richtung Nabe sehr stark ab. Dieser Verlauf spiegelt sich im gezeigten Amplitudenverlauf wieder. Trotz der höheren Druckamplituden ist diese Mode für das Fernfeld von eher untergeordneter Bedeutung, da deren Schalleistung um mehr als 5 dB unter der der Umfangsmode  $m=-6$  liegt. Dies liegt daran, dass sich die Schalleistung aus einer Integration über die gesamte Querschnittsfläche ergibt. Die Umfangsmode  $m=-6$  ist dabei, wie bereits gezeigt, über die ganze Querschnittsfläche verteilt und führt so trotz der lokal kleineren Pegel der einzelnen Radialmoden zu einer insgesamt höheren Schalleistung. Die Verteilung der Schalleistung auf die einzelnen Umfangsmoden ist in der Abbildung 6.4 in Kapitel 6 aufgeführt.

In der Abbildung 5.21 sind ebenfalls die Positionen der Druckaufnehmer im Gehäuse eingezeichnet, deren Messdaten den Ergebnissen der durchgeführten Ausbreitungsrechnungen im Folgenden gegenübergestellt werden. Da die Daten der einzelnen Aufnehmer lediglich in ihre Frequenzanteile (als Vielfache der Blattfolgefrequenz des Rotors) zerlegt wurden, messen diese die Anteile aller Umfangsmoden einer Frequenz. Für den hier durchgeführten Vergleich wurden Ausbreitungsrechnungen für alle relevanten Umfangsmoden im Nebenstrom durchgeführt. Die Druckanteile der einzelnen Azimutalmoden, welche derselben Frequenz zuzuordnen sind, wurden dann an jeden Punkt im Strömungskanal phasengerecht aufaddiert. Die aus dieser Summe berechneten Schalldruckpegel enthalten dann die Anteile aller berücksichtigten Azimutalmoden und können mit den Messdaten verglichen werden. Voraussetzung dafür ist, dass die Phasenlage (bestimmt beispielsweise durch die momentane Position der Schaufelreihen zueinander) jeweils die gleiche ist. Dies ist jedoch gewährleistet, da die Modenanalyse zwar für alle Umfangsmoden getrennt voneinander durchgeführt wurde, die einzelnen Werte jedoch aus ein und demselben numerischen Datensatz berechnet wurden. Die Gegenüberstellung der gemessenen mit den berechneten Schalldruckpegeln ist in den Abbildungen 5.22 - 5.24 zusammengefasst.

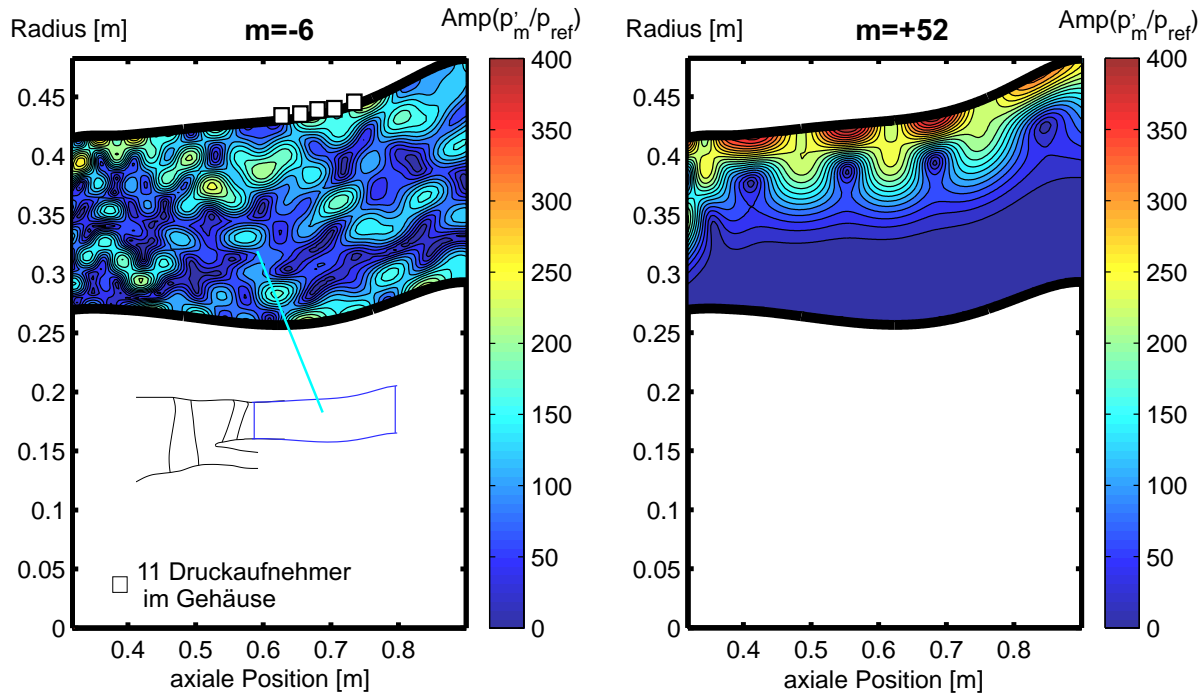
Die Frequenz  $1BPF$  hat nach Tyler und Sofrin lediglich eine ausbreitungsfähige Umfangsmode  $m=+26$ , die soeben das *cut-on*-Kriterium erfüllt und somit lediglich eine ausbreitungsfähige Radialmode aufweist. Die numerischen Ergebnisse zeigen dementsprechend einen nahezu konstanten Schalldruckpegel am Gehäuse (vgl. Abbildung 5.22), der lediglich im hinteren Düsenabschnitt um ca.  $2\text{ dB}$  abfällt. Im Gegensatz dazu schwanken die Pegel der experimentellen Daten um insgesamt mehr als  $10\text{ dB}$ . Die Ursache dieser Schwankungen ist vermutlich die Existenz weiterer Umfangsmoden, die an den in der Simulation nicht vorhandenen Stützrippen gestreut werden (s. Abbildung 5.2). Die Überlagerung dieser zusätzlichen Moden führt in gleicher Weise wie oben beschrieben zu den gezeigten Amplitudenschwankungen. Als weiterer Grund für die starken Schwankungen kommen Reflexionen an den Düsenenden in Frage, die in den Strömungskanal hineinlaufen und sich ebenfalls dem austretendem Feld überlagern. Darüber hinaus sind Strömungseffekte in den Randzonen (Naben- und Gehäusegrenzschichten) vorhanden, die bei den Ausbreitungsrechnungen nicht berücksichtigt werden und sich ggf. in den Messdaten niederschlagen. Vergleicht man einen über alle Sensoren arithmetisch gemittelten Wert mit den numerischen Ergebnissen, so zeigt dieser Unterschiede von weniger als  $2\text{ dB}$ . Trotz der starken Streuung der Werte wird damit deutlich, dass die berechneten Amplituden in Ihrer mittleren Höhe mit den gemessenen Werten übereinstimmen.

Für die zweite Harmonische der Blattfolgefrequenz des Rotors zeigen sich sowohl bezüglich der mittleren Werte als auch in der Höhe der im Bereich der Sensoren auftretenden Amplitudenschwankungen sehr gute Übereinstimmungen (Abbildung 5.23). So weicht der mittlere gemessene Wert um  $1.1\text{ dB}$  vom berechneten Mittelwert ab. Aufgrund der oben beschriebenen, in den Simulationen nicht berücksichtigten Effekte (Stützrippen, Reflexionen etc.) ist auch hier eine exakte Übereinstimmung theoretisch unwahrscheinlich. Nimmt man jedoch an, dass sich die in der Simulation nicht berücksichtigten Phänomene im Experiment im Wesentlichen durch eine in Summe veränderte Interferenz bemerkbar machen, so rechtfertigt dies den durchgeführten Vergleich und unterstreicht die Aussage, dass die durchgeführten Simulationen zu plausiblen akustischen Ergebnissen führen.

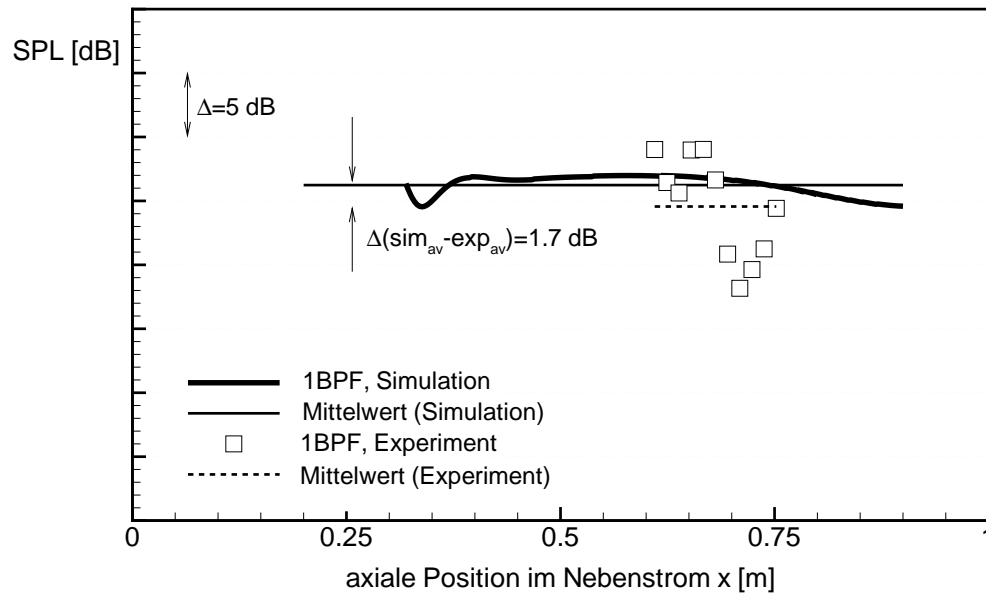
Die in Abbildung 5.24 aufgetragenen Schalldruckpegel für die Frequenz  $3BPF$  zeigen Abweichungen der Mittelwerte von mehr als  $7\text{ dB}$ , wobei auch hier sowohl die experimentellen als auch die numerischen Daten stark schwanken. Die numerischen Daten zeigen dabei an wenigen Stellen deutlich stärker ausgeprägte Amplitudenspitzen, die eine extrem kleine axiale Ausdehnung aufweisen. Grundsätzlich in Frage zu stellen ist dabei, ob der axiale Abstand der Aufnehmer ausreicht, um derartige Spitzen - falls vorhanden - messtechnisch zu erfassen.

Die Druckamplituden am Gehäuse enthalten bei der gezeigten Frequenz die Anteile der Umfangsmoden  $m=-38$ ,  $m=+20$  und  $m=+78$ . Anhand der Druckschwankungen auf dem Leitrad wurde bereits diskutiert, dass sich -zumindest bei der Mode  $m=+78$ - numerische Effekte in den Ergebnissen bemerkbar machen und in einem unphysikalischem Abfall der Druckamplituden widerspiegeln. Dies macht eine Interpretation der Ergebnisse dieser Frequenz schwierig, da eine wesentliche Umfangsmode nur unzureichend von der Numerik erfasst wurde.

Zum Abschluss sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die vorliegenden Messdaten aufgrund der unterschiedlichen Leitradgeometrien in Simulation und Experiment lediglich als Referenz herangezogen wurden und sich nicht zur direkten Validierung der Simulationsdaten eignen. Wünschenswert wären darüber hinaus die Daten einer Modenanalyse im Nebenstrom, die einen weitaus umfangreicheren Vergleich des akustischen Feldes ermöglichen würden, als dies im Rahmen der vorliegenden Untersuchung möglich war.



**Abbildung 5.21:** Amplitudenverteilung des akustischen Druckes im Nebenstrom: Ergebnis der Ausbreitungsrechnungen für die Umfangsmoden  $m=-6$  (links) und  $m=+52$  (rechts); die Positionen der Messaufnehmer und der entsprechende Abschnitt im Nebenstrom sind in der linken Abbildung angedeutet



**Abbildung 5.22:** Vergleich gemessener und berechneter Schalldruckpegel am Gehäuse im Nebenstrom



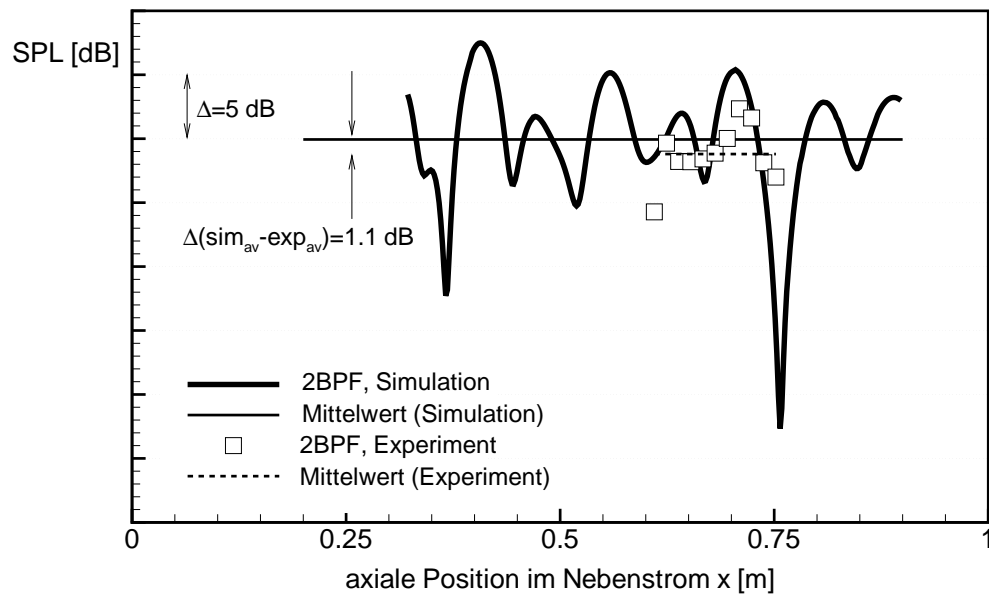


Abbildung 5.23: Vergleich gemessener und berechneter Schalldruckpegel am Gehäuse im Nebenstrom

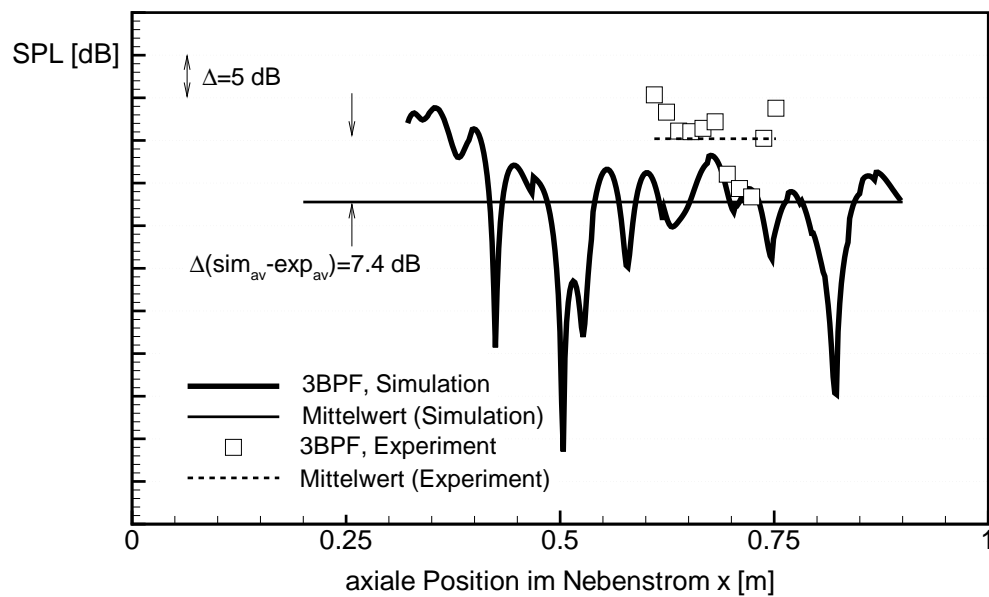


Abbildung 5.24: Vergleich gemessener und berechneter Schalldruckpegel am Gehäuse im Nebenstrom



## 6 Einfluss der Leitradgeometrie auf die Schallemission

Zum Abschluss der Arbeit wird eine gängige und bereits im marktreifen Produkt eingesetzte, geometrische Maßnahme zur Reduzierung des tonalen Interaktionsgeräuschs im Gebläse numerisch untersucht und bewertet.

Den Ausgangspunkt dazu bildet die im vorigen Kapitel untersuchte Gebläsestufe. Das in Strömungsrichtung axial nach hinten gelehrte Leitrad wurde für die folgenden Untersuchungen durch einen konventionellen, radial ausgerichteten Stator ersetzt. Für die Konfiguration mit geradem Stator liegen keine experimentellen Daten, beispielsweise in Form von Schalleistungsmessungen vor. Aufgrund von zahlreichen in der Literatur aufgeführten experimentellen und theoretischen Untersuchungen an vergleichbaren Konfigurationen ist jedoch eine deutlich höhere Schallemission dieser Konfiguration zu erwarten.

Die numerischen Daten lassen dabei einen weitaus detaillierteren Blick auf das aerodynamische Feld in der Gebläsestufe zu, als dies experimentelle Untersuchungen ermöglichen und erlauben so - neben einer vergleichenden Bewertung des akustischen Feldes - eine Analyse der Ursachen und Mechanismen, die letztlich für eine veränderte Schallabstrahlung der unterschiedlichen Leiträder verantwortlich sind.

### 6.1 Möglichkeiten zur Geräuschreduktion

#### 6.1.1 Zusammenfassung gängiger Konzepte

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten zur Reduktion des Fangeräuschs. Zum einen diejenigen, welche durch geometrische oder operative Maßnahmen die Entstehung des tonalen Schallfeldes beeinflussen. Dazu zählen Modifikationen der Stufengeometrie oder jede Art von aktiver und passiver Strömungsbeeinflussung. Diese Beeinflussung kann beispielsweise aktiv durch eine Lufteinblasung am Gehäuse erfolgen, die durch Wechselwirkung mit dem Rotor ein akustisches Feld induziert, das sich der eigentlichen Schallquelle in geeigneter Weise überlagert [110]. Ein anderes Konzept besteht in der Luftausblasung an der Hinterkante des Rotors, welche zu einem Ausgleich des Geschwindigkeitsdefizits im Nachlauf führt [130]. Neuere passive Konzepte wie die Einführung akustisch weicher Statoren (beispielsweise mit porösen Vorderkanten) sind noch in der konzeptionellen Erprobung und zählen ebenfalls zu den Maßnahmen, die Einfluss auf den Entstehungsprozess des Schallfeldes nehmen.

Die zweite Möglichkeit umfasst Maßnahmen, die ein bereits entstandenes Feld in seiner Intensität mindern. Dies kann in passiver Art und Weise durch das Einbringen akustisch dämpfender Beläge im Triebwerkseinlauf oder in der Nebenstromdüse erfolgen. Aktiv ist dies durch das Aufprägen einer Gegenschallquelle mit geeigneten Aktuatoren möglich (Enghardt et al. [31]),

wobei auch die Kombination aktiver und passiver Maßnahmen konzeptionell bereits erprobt wurde [90].

Eine ausführliche Zusammenfassung derzeit üblicher und aktuell in der Entwicklung befindlicher Konzepte zur Minderung des *Fanlärms* wird beispielsweise von Neise [84] und Envia [34] gegeben.

### 6.1.2 Geräuschreduktion durch Geometrievariationen

Auf die Schallentstehung des tonalen Feldes kann bereits im Entwurf einer Turbomaschine durch rein konstruktive Maßnahmen Einfluss genommen werden. Eine Möglichkeit, die bereits angesprochen wurde, besteht in der geeigneten Wahl des Schaufelzahlverhältnisses. Neben den Experimenten von Duncan et al. [26] wurde der experimentelle Nachweis dazu von Kantola et al. [64] erbracht. Das Schaufelzahlverhältnis wird dabei in der Regel derart gewählt, dass die Anteile der Frequenz *1BPF* nicht mehr ausbreitungsfähig sind. Dies erfordert oft die Wahl einer höheren Schaufelzahl des Stators, als durch das aerodynamische Optimum vorgegeben. Das erhöhte Gewicht und die damit verbundenen, zusätzlichen Kosten sind dann gegenüber der verbesserten Geräuschemission abzuwägen. Von Duncan [25] wurde darüber hinaus eine nicht-einheitliche Verteilung der einzelnen Leitrad-schaufeln auf dem Umfang vorgeschlagen und experimentell untersucht.

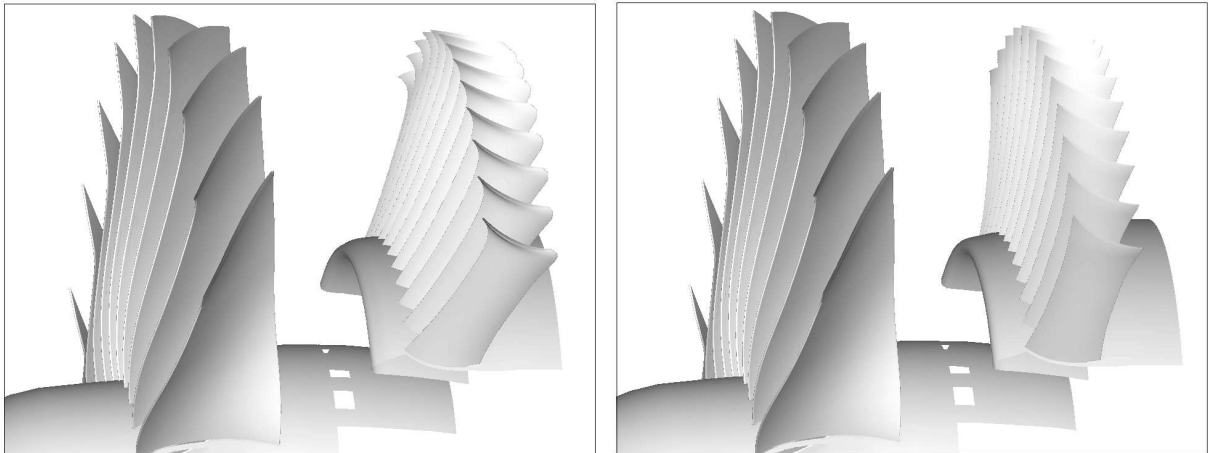
Neben dem Schaufelzahlverhältnis spielt auch der axiale Abstand der Schaufelreihen eine Rolle bei der Entstehung der tonalen Geräuschanteile. Grundsätzlich wirkt sich die Vergrößerung des Axialabstandes aufgrund der besser durchmischten Rotornachläufe positiv auf die Schallemission aus. Der Einfluss im Gebläse ist aufgrund der großen, axialen Abstände zwischen Rotor und Leitrad eher gering und abhängig vom jeweiligen Anwendungsfall. Von Kantola et al. [64] durchgeführte Experimente an einem subsonischen Gebläse zeigten lediglich eine Minderung des tonalen *BPF*-Pegels um 3 dB bei einer (extremen) Änderung des Abstandes zwischen Rotor und Stator von 0.5 auf 2.3 Sehnenlängen des Rotors. Die theoretischen Untersuchungen von Envia et al. [32] zeigen einen vergleichbaren Trend. Holste [58] führte eine Abstandsvariation an einem gegenläufigen Modellgebläse durch. Auch dort zeigte sich in den Messdaten, dass bei entsprechend großem Axialabstand der Einfluss einer weiteren Erhöhung des Abstands einen eher geringen Einfluss auf das tonale Feld hatte.

Neben einer Vergrößerung des axialen Abstandes der Schaufelreihen werden in der Literatur verschiedene Maßnahmen zur Lärmreduktion vorgestellt, die auf einer dreidimensionalen Gestaltung des Leitrades begründet sind. Dazu wird die radiale Ausrichtung der Statoren geändert. Dies kann durch eine Neigung in axialer Richtung (*Sweep*) oder in Umfangsrichtung (*Lean*) erfolgen. Bei einer solchen Neigung der Statoren kommen mehrere Effekte zusammen, die sich nahezu ausnahmslos positiv auf die Schallemission der Stufe auswirken:

Im Fall eines in Strömungsrichtung geneigten Stators vergrößert man im gehäusenahen Bereich den Axialabstand der Schaufelreihen und damit die Intensität der Schaufelreihenwechselwirkung. Darüber hinaus ändert man die Phasenlage des Rotornachlaufs am Leitrad. Die Rotornachläufe treffen dabei auf unterschiedlichen Radien zu unterschiedlichen Zeitpunkten auf die Vorderkante des Stators. Verursacht wird dieser zeitliche Versatz u.a. durch die Verwindung des Rotors (s. z.B. Abbildung 6.5) und kann darüber hinaus durch eine Änderung der radialen Ausrichtung der Leitradvorderkanten beeinflusst werden. Bei einer Neigung des Leitrades kommt es zu einer zusätzlichen radialen Überlagerung der einzelnen Druckstörungen, die zu einer Dämpfung oder im Extremfall einer Auslöschung der Druckamplituden führen kann. Dies wird im weiteren Verlauf des Kapitels verdeutlicht, sowohl anschaulich als auch anhand der Theorie.

Nahezu alle experimentellen und theoretischen Untersuchungen belegen den positive Effekt geneigter Statoren auf die Schallemission einzelner Stufen. Das Potential in Umfangsrichtung geneigter Statoren wird von Kazin [65] mit  $1.5\text{ dB}$ - $3.5\text{ dB}$  in der Schalleistung des  $2\text{BPF}$ -Tons angegeben. Envia et al. [32] zeigten den geräuschkindernden Einfluss von in Strömungsrichtung und in Umfangsrichtung geneigten Statoren. In diesen Untersuchungen wird ebenfalls gezeigt, dass die Neigung auf die geometrischen und strömungstechnischen Verhältnisse abgestimmt sein muss, um die geänderte Phasenlage des Nachlaufs möglichst optimal auszunutzen. In den Untersuchungen von Schulten [109] und Elhadidi et al. [28] wurde gezeigt, dass eine axiale Neigung des Leitrades unter  $12^\circ$  die tonalen Anteile der Stufe kaum beeinflusst (bzw. die Schallintensität dort sogar leicht anstieg). Grundsätzlich wurde jedoch auch dort der positive Effekt von Statoren mit entsprechend großem Neigungswinkel aufgezeigt.

Von Woodward et al. [136] wurden bei NASA Lewis umfangreiche Experimente an der Gebläsestufe eines Hochbypass-Triebwerks durchgeführt (die entsprechenden geometrischen und experimentellen Daten waren hier nicht verfügbar, sodass ein Vergleich im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war). Neben einem geraden Leitrad wurden drei unterschiedliche Leitradkonfigurationen untersucht: Ein gerades Leitrad mit vergrößertem Axialabstand, ein in Umfangsrichtung geneigtes Leitrad und eine Kombination aus einer Neigung in Umfangs- und in Strömungsrichtung. Alle geneigten Statoren wiesen eine Reduktion der tonalen Anteile auf, die weit über die Möglichkeiten des geraden Leitrades mit vergrößertem Axialabstand hinaus gingen und im Austritt des Gebläses im Bereich von bis  $10\text{ dB}$  ( $2\text{BPF}$ ) lagen. Die Hochrechnung der experimentellen Daten auf ein fiktives zweimotoriges Flugzeug ergab ein Lärminderungspotential bis  $3\text{ EPNdB}$ . Die gemessenen Differenzen der Schalleistung waren über dem gesamten Arbeitsbereich der Stufe von  $50\%$  bis  $110\%$  der korrigierten Drehzahl nahezu konstant. Neben den tonalen wiesen die Experimente ebenfalls eine deutlich Reduktion der breitbandigen Anteile der geneigten Statoren auf. Alle modifizierten Leiträder zeigten, im Vergleich zur Ausgangskonfiguration, eine leichte Zunahme der aerodynamischen Verluste, die im Wesentlichen auf dreidimensionale Effekte zurückzuführen ist.



**Abbildung 6.1:** Variation der Leitradgeometrie: gerade (rechts) und nach hinten gelehnte Konfiguration (links)

## 6.2 Untersuchte Konfigurationen

Die beiden Leiträder, die im Folgenden verglichen werden, sind in den Abbildungen 6.1 und 6.2 in verschiedenen Ansichten dargestellt. Beide Simulationen wurden mit der Rotorbeschaukelung *LNR2* durchgeführt. Die erste Leitradgeometrie ist identisch mit der im vorigen Kapitel bereits untersuchten und durch eine axiale Neigung von ca.  $18^\circ$  in Strömungsrichtung gekennzeichnet. Ein Charakteristikum dieses Leitrades ist, neben seiner Neigung, eine aus aerodynamischen Gründen vorhandene Vorwärtspfeilung in unmittelbarer Gehäusenähe ('P', vgl. Abbildung 6.2).

Die Ergebnisse des geneigten Leitrades sollen mit denen eines konventionellen, radial ausgerichteten Stators verglichen werden. Der in Abbildung 6.2 gezeigte Vergleich beider Geometrien in einer meridionalen Ansicht zeigt, dass die Gehäusekontur im Bereich des geraden Stators entsprechend angepasst wurde, sodass stromauf und stromab des Leitrades die Gehäuseradien für beide Leiträder jeweils gleich blieben. Die Lage der Vorderkante auf der Nabe einschließlich der Nabenkontur selbst war dabei für beide Statoren identisch. Die Geometrie des geraden Stators wurde auch hier durch einfache DCA-Profilen beschrieben.

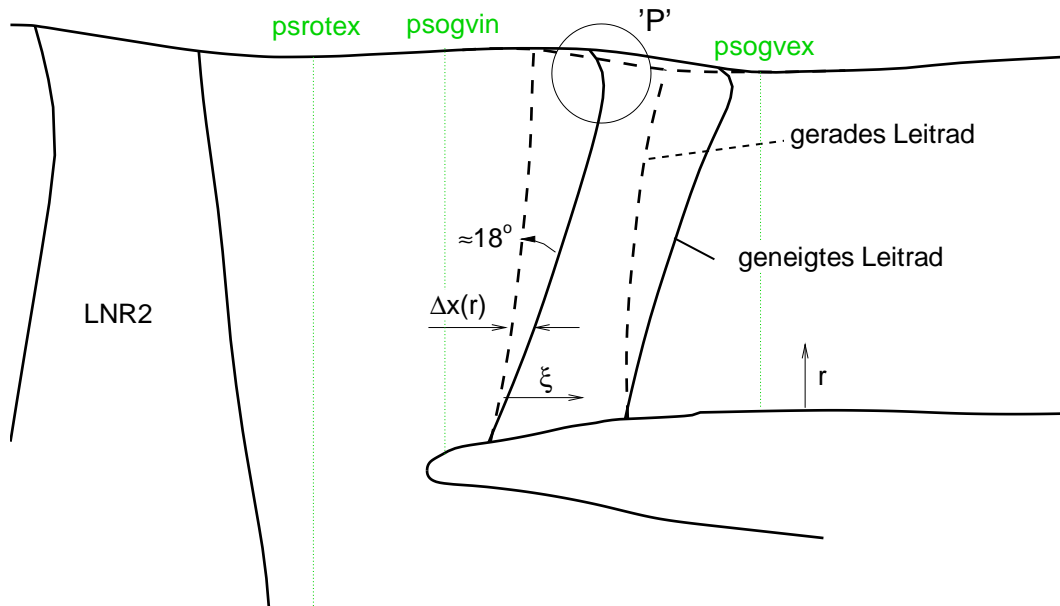


Abbildung 6.2: Meridionale Ansicht beider untersuchten Konfigurationen

### 6.2.1 Aerodynamische Leistung

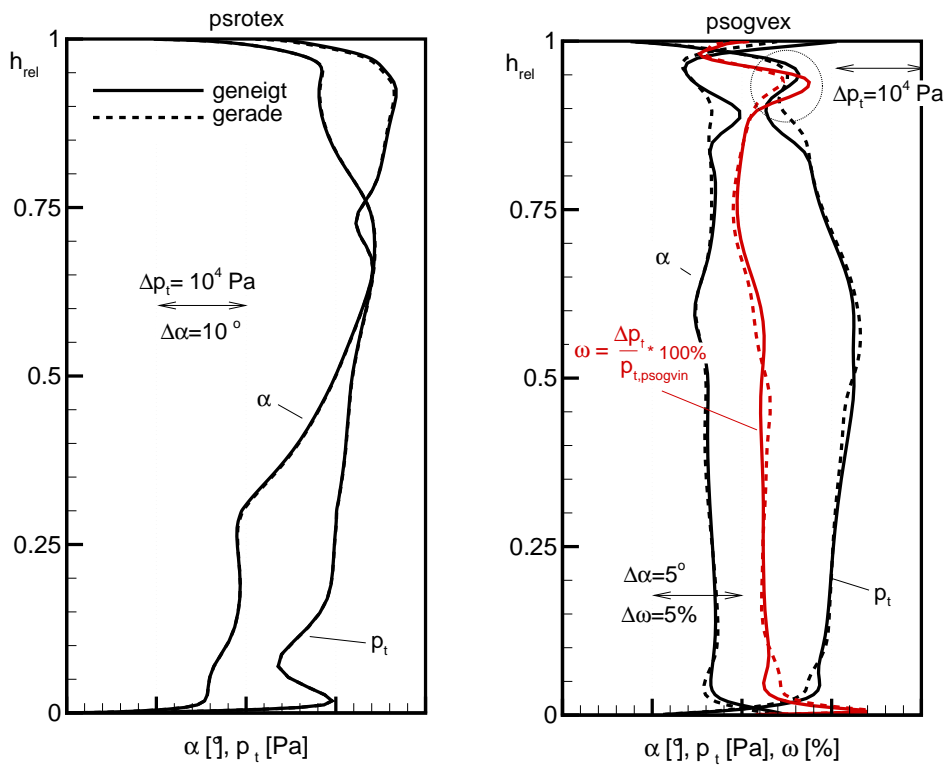
Für die hier durchgeführten numerischen Untersuchungen wurde ein Teillastpunkt bei 85% reduzierter Drehzahl ausgewählt. Bei jeweils gleichem Gegendruck stimmten Massenstrom und Druckverhältnis beider Simulationen dabei mit hinreichender Genauigkeit überein.

Eine Verbesserung der aeroakustischen Eigenschaften sollte sich möglichst nicht negativ auf die aerodynamischen Eigenschaften der Stufe auswirken. In diesem Fall bedeutet dies, dass die im Leitrad produzierten Verluste durch die Geometrievariation zumindest nicht wesentlich ansteigen sollten. Gleichzeitig muss gewährleistet sein, dass die Umlenkungsaufgabe des Stators bei vergleichbaren, globalen Kenngrößen weiterhin erfüllt wird. Beide Aussagen werden im Folgenden diskutiert.

Im linken Diagramm der in Abbildung 6.3 sind dazu die radialen Verteilungen von Totaldruck und absolutem Strömungswinkel in der Zuströmung zum Leitrad dargestellt. Diese Verteilungen der jeweils umfangsgemittelten Größen sind nahezu identisch und dokumentieren die geringe Beeinflussung der Kinematik der Rotorabströmung durch das Leitrad.

Die Größen der Leitradabströmung, auch hier beispielhaft durch den absoluten Strömungswinkel und den Totaldruck ausgedrückt, stimmen für beide Leiträder über weite Teile der Schaufelhöhe mit guter Genauigkeit überein. Dies bedeutet, dass beide Leiträder die ihnen zugeordnete Umlenkungsaufgabe im Mittel in gleicher Weise erfüllen. Nahe des Gehäuses auf einem relativen Radius von ca. 90% zeigen sich sowohl in den Winkel- als auch in den radialen Totaldruckprofilen lokale Unterschiede. Der Verlustanstieg in diesem Bereich (vgl. Abb. 6.3, eingekreistes Gebiet) ist dabei das Resultat der im Stator auftretenden Strömungsablösung. Diese druckseitige Ablösung wurde im vorigen Kapitel bereits diskutiert und ist grundsätzlich auch im Strömungsfeld der geraden Konfiguration zu beobachten. Das Gebiet ist dabei zwar örtlich auf einen Bereich nahe der Druckseite des Profils begrenzt, wirkt sich jedoch auch auf die dargestellten umfangsgemittelten Größen aus. Die Druckverluste auf dem betrachteten Radius zeigen für beide Leiträder leicht unterschiedliche Ausprägungen, so ist der Totaldruckverlust des geneigten gegenüber dem des geraden Leitrades auf dem entsprechenden Radius leicht erhöht und in radialer Richtung anders verteilt. Im Wesentlichen gibt es zwei mögliche Ursachen für die gezeigten Unterschiede in den mittleren Strömungsgrößen beider Leiträder in dieser Region: Zum einen ist die axiale Position der Auswertebene die gleiche, d.h. sie liegt näher an der Hinterkante des geneigten Stators. Dadurch werden unterschiedliche Ausmischzustände, insbesondere der Abströmwinkel, miteinander verglichen. Gleiches gilt für die radiale Umverteilung des Totaldrucks. Zum anderen spielt die unterschiedliche dreidimensionale Geometrie der Statoren ebenfalls eine Rolle. Insbesondere die gehäusenaher Pfeilung des geneigten Stators führt, in Wechselwirkung mit der Fehlanströmung zum Leitrad, möglicherweise zu einer Veränderung des Umlenkverhaltens und der Verlustproduktion.

Auf eine detaillierte Analyse der oben aufgezeigten (und auf ein Gebiet von etwa 10% relativer Kanalhöhe beschränkten) Unterschiede wird an dieser Stelle verzichtet, da für alle weiteren Untersuchungen das Störfeld (im Gegensatz zu den oben betrachteten, mittleren Strömungsgrößen) von vorrangigem Interesse ist. Die Annahme ist dabei, dass die Ursachen für die gezeigten Abweichungen den Entstehungsprozess der untersuchten Geräuschanteile nicht wesentlich beeinflussen und die unterschiedlichen Machzahlen letztlich nur zu einer lokal veränderten Ausbreitung der entsprechenden Störung führen. Die Ausbreitungsstanz bis zum Übergang auf das vereinfachte akustische Modell ist dabei klein im Vergleich zur Wellenlänge der Störung, sodass sich die Unterschiede in deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit kaum bemerkbar machen. In das akustische Modell gehen dann lediglich die radial gemittelten Werte ein. Diese waren an der Kopplungsebene beider Modelle für beide Konfigurationen praktisch identisch, beispielsweise lag die berechnete mittlere Machzahl beider Konfigurationen bei  $\bar{M} = 0.549$ .



**Abbildung 6.3:** Umfangsgemittelte radiale Verteilungen des absoluten Strömungswinkels  $\alpha$  und des Totaldrucks  $p_t$  am Austritt des Rotors (*psrotex*) und Austritt des Leitrades (*psogvex*)



### 6.2.2 Emittierte Schalleistung

Die berechnete Schallabstrahlung beider Konfigurationen ist in Abbildung 6.4 veranschaulicht. Aufgrund der Linearität des akustischen Modells lassen sich die Schalleistungen, die für jede untersuchte Mode einzeln berechnet wurden, zu einer Gesamtleistung aufaddieren. Die so berechnete Leistung des geneigten Stators ist um  $3,8 \text{ dB}$  niedriger und spiegelt damit die eingangs formulierte Erwartung wieder. Das von Fisher und Self [39] angegebene, theoretisch evaluierte Lärminderungspotential des geneigten Leitrades in Verbindung mit dem *LNR2*-Rotor lag bei  $3 \text{ dB}$ - $4 \text{ dB}$  in der Schalleistung der Interaktionstöne und ist in sehr guter Übereinstimmung mit den hier berechneten Werten. Das angegebene Minderungspotential konnte in ähnlicher Größenordnung für das stromab emittierte tonale Schallfeld auch experimentell nachgewiesen werden [39].

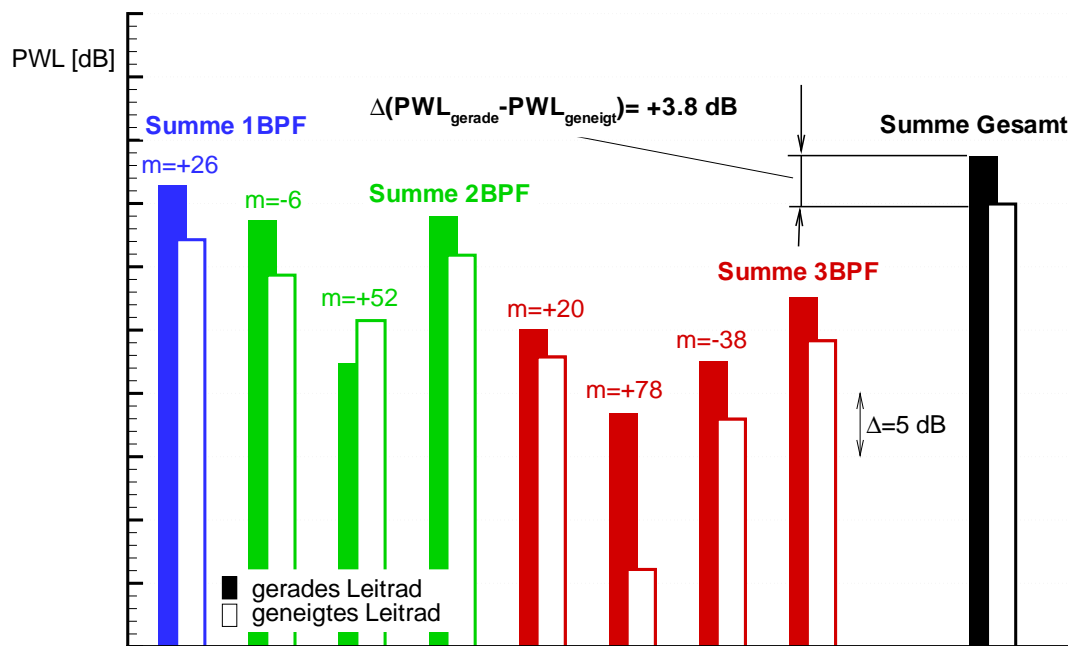


Abbildung 6.4: Berechnete Schalleistungen beider Leiträder im Vergleich

Anhand der gezeigten Schalleistungen lassen sich einige, für beide Leiträder gültige und im Vorfeld getroffene Aussagen verifizieren. Zum einen fällt die Leistung mit steigender Frequenz deutlich ab, sodass die gesamte Schalleistung der Stufe von den ersten beiden Harmonischen der Schaufeldurchgangsfrequenz dominiert wird. Zum anderen zeigt sich, dass die Schallabstrahlung bei der Frequenz  $2BPF$  trotz lokal deutlich höherer Schalldruckpegel (vgl. Kapitel 5.4, Abb. 5.18) der Mode  $m=+52$  wesentlich durch die Umfangsmode  $m=-6$  bestimmt wird.

Wie eingangs diskutiert ergeben sich zwei mögliche Ursachen für die Unterschiede in den akustischen Feldern beider Leiträder: Zum einen die Änderung der aerodynamischen Anregung am Leitrad durch die Vergrößerung des Axialabstandes und zum anderen die Änderung der radialen Struktur des akustischen Feldes. Im Folgenden soll geklärt werden, welcher Effekt überwiegt und damit letztlich für die verminderte Schallemission verantwortlich ist.

### 6.2.3 Vergleich des aerodynamischen und des akustischen Feldes

#### Aerodynamische Anregung: Nachlaufstruktur und Phasenlage des Nachlaufs am Leitrad

Bei dem im Folgenden durchgeführten Vergleich der Strömungsfelder steht auch hier zunächst die aerodynamische Anregung am Leitrad im Vordergrund. Dazu sind in Abbildung 6.6 die Nachläufe des Rotors ('NR') und des Stators ('NL') in einer axialen Ebene hinter dem Leitrad durch die Darstellung der turbulenten Viskosität visualisiert. Neben den Nachläufen sind die durch den Rotorspalt hervorgerufenen Verlustgebiete ebenfalls deutlich erkennbar ('S'). Dieses Gebiet ist über dem ganzen Umfang nahezu konstant und auf die unmittelbare Gehäusenähe beschränkt.

Die Ergebnisse beider Konfigurationen sind qualitativ nahezu identisch. Sowohl die Lage als auch die Größe des im Leitrad produzierten Verlustgebietes ('V') ist in beiden Konfigurationen zu erkennen. Der Grund für dieses Gebiet ist eine auf den vorderen Profilbereich beschränkte Strömungsablösung auf der Druckseite des Leitrades (s. hierzu auch Abb. 5.8, Kapitel 5.3). Diese Ablösung wird durch eine stark inzidenzbehaftete Zuströmung zum Leitrad verursacht, die von der Rotorabströmung aufgeprägt wird. Im Bereich der Ablösung entsteht in Folge des reduzierten Impulses ein Gebiet verminderten Druckes nahe der Profildruckseite; oberhalb und unterhalb dieses Gebiets bildet die Kernströmung durch die Umlenkung Gebiete hohen Druckes. Dadurch entsteht ein Wirbelpaar, das zum einen wesentlich für die hohen Verluste verantwortlich ist, zum Anderen vermutlich das rasche druckseitige Wiederanlegen der Strömung begünstigt. In den Darstellungen zeigt sich jeweils das Ausmaß des Verlustgebietes, welches in sich geschlossen ist und nicht mit den Randzonen am Gehäuse in Wechselwirkung tritt. Das Gebiet erstreckt sich zwischen 90% und 95% relativer Kanalhöhe und deckt in Umfangsrichtung ca. ein Drittel der Schaufelteilung ab. Die Betrachtung unterschiedlicher Leitradpassagen kommt dabei der Betrachtung einer zeitlichen Sequenz an einem einzelnen Leitrad gleich. Demnach schwankt das Verlustgebiet in seiner Intensität periodisch mit der Bewegung des Rotornachlaufs und ist teilweise kaum noch auszumachen (auch dies in Abb. 5.8 zu erkennen). Quantitativ zeigt sich, dass die maximale Wirbelviskosität innerhalb des Verlustkerns der geneigten Konfiguration höhere Werte aufweist. Dies wurde anhand der umfangsgemittelten Totaldruck- und Verlustverteilungen in der Leitradabströmung bereits diskutiert.

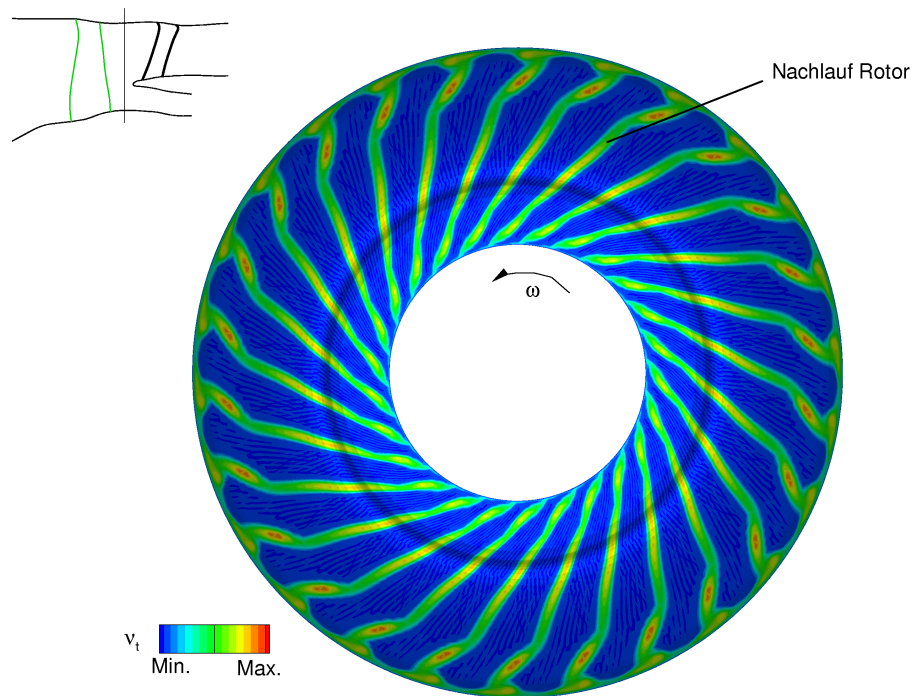
Die Rotornachläufe sind ab ca. 60% Kanalhöhe in Umfangsrichtung verzerrt und weisen dort erhöhte Werte der turbulenten Viskosität auf. Eine Ursache dafür ist möglicherweise die Vorwärtspfeilung des Rotors nahe des Gehäuses, welche im betrachteten Teillastpunkt zu lokal erhöhten Verlusten führt und vermutlich für die oben beschriebene Fehlanströmung des Stators bei ca. 90% Kanalhöhe verantwortlich ist. Die vom Leitrad unbeeinflussten Rotornachläufe sind in Abbildung 6.5 zu sehen und zeigen die beschriebene Verzerrung.

In beiden Darstellungen der Abb. 6.6 ist die Verscherung des Nachlaufs in Umfangsrichtung durch die unterschiedlichen Konvektionsgeschwindigkeiten nahe der Druck- und Saugseite erkennbar (vgl. z.B. Abbildung 5.16). Betrachtet man dabei jeweils einen Rotornachlauf im Bereich der Leitradhinterkante ('HK'), so trifft der Nachlauf saugseitig früher an der gezeigten axialen Position stromab des Leitrades ein, druckseitig entsprechend später. Der Nachlauf wird so durch das Leitrad nicht nur einfach durchschnitten, sondern auch in radialer Richtung verscherzt. Diese Verscherung erfolgt jedoch in beiden Konfigurationen in gleicher Art und Weise, sodass die geteilten Rotornachläufe hinter dem Leitrad praktisch identische Strukturen aufweisen.

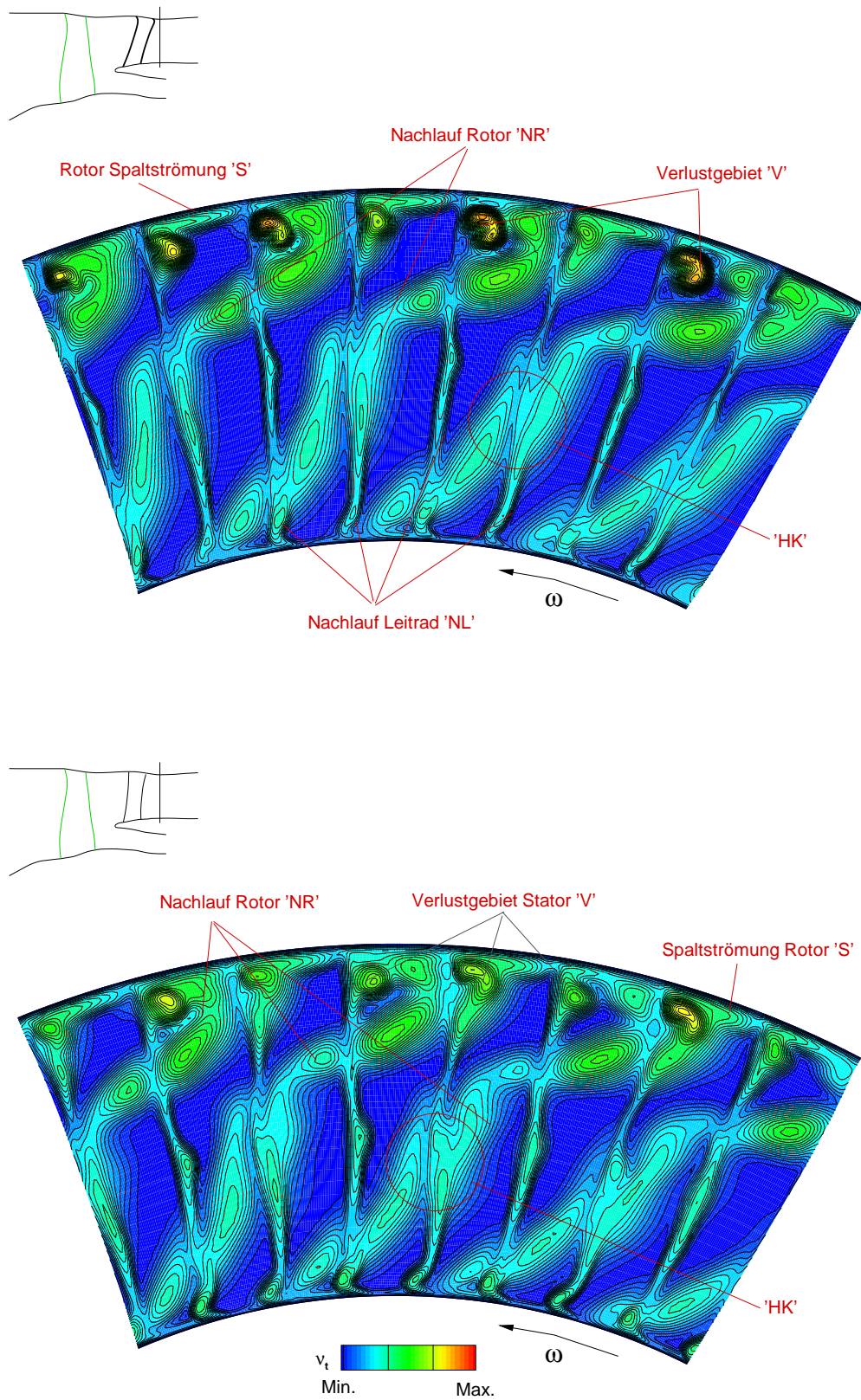
Abgesehen von einem direktem Vergleich der durch die Nachläufe hervorgerufenen Turbulenzproduktion vermittelt die Abb. 6.6 einen Eindruck von der Lage der Rotornachläufe in Relation zur Leitradhinterkante. In beiden Darstellungen erstreckt sich dabei der Rotornachlauf

in Umfangsrichtung über mehr als vier Leitradpassagen. Dies ergibt sich aus der Drehung des Strömungsfeldes in Kombination mit der starken Verwindung des Rotors, die der veränderten Anströmung durch die höheren Umfangsgeschwindigkeiten der gehäusenahen Profilschnitte Rechnung trägt. Da beide Leiträder in Umfangsrichtung gleich ausgerichtet sind, zeigen die Darstellungen ein prinzipiell gleiches Bild bezüglich der Einteilung des Rotornachlaufs durch das Leitrad.

Ein anderes Bild von der Nachlaufwechselwirkung am Leitrad vermittelt die Abbildung 6.7. Dort sind in einer meridionalen Ansicht die durch den Nachlauf hervorgerufenen Geschwindigkeitsschwankungen nahe der Profiloberfläche des Leitrades zu einem (in beiden Ansichten gleichen) Zeitpunkt dargestellt. Zur Verdeutlichung sind darin nur die Störanteile einer Frequenz aufgetragen. In der Darstellung kommt die unterschiedliche Phasenlage des Rotornachlaufs am Leitrad durch die Einführung einer Neigung in Achsrichtung zum Ausdruck. Anhand der markierten Anzahl der Vorzeichenwechsel der Geschwindigkeitsstörung zeigt sich, dass das geneigte Leitrad einen Vorzeichenwechsel mehr besitzt als das gerade. Dass diese veränderte Phasenlage - auch bei gleicher Nachlaufintensität - einen direkten Einfluss auf die radiale Struktur des an der Leitradvorderkante induzierten Stördruckfeldes haben muss, ist offensichtlich. Die Abbildung verdeutlicht gleichzeitig die Tendenz der Anregung der höheren radialen Harmonischen einer Mode durch die Neigung des Leitrades.

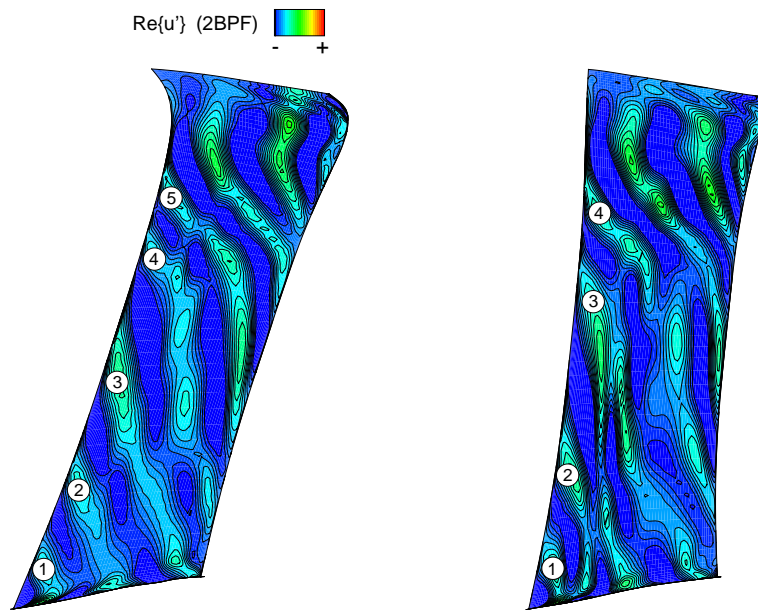


**Abbildung 6.5:** Turbulente Viskosität zwischen Rotor und Leitrad (*psrotex*)



**Abbildung 6.6:** Rotor- und Leitradnachlauf beider Geometrien im Vergleich; dargestellt ist die turbulente Viskosität jeweils stromab des Leitrades in einer  $S_3$ -Ansicht ( $psogvex$ )





**Abbildung 6.7:** Phasenlage des Rotornachlaufs am Leitrad; dargestellt sind die durch den Rotornachlauf verursachten Geschwindigkeitsschwankungen nahe der Profiloberfläche (jeweils DS)

### Leitradantwort: Druckschwankungen auf dem Profil

Die Intensität der Rotor-Stator-Wechselwirkung ist in den Abbildungen 6.8 - 6.11 durch Darstellung der Profildruckschwankungen auf dem Leitrad zusammengefasst. In den Ergebnissen der Grundfrequenz  $1BPF$  zeigen sich bezüglich der unmittelbar in Vorderkantennähe erzeugten Druckschwankungen auf der Druckseite über dem gesamten Radius keine nennenswerten Unterschiede zwischen beiden Leiträdern (Abbildung 6.8). Dabei sind die Amplituden dort nicht nur im Mittel etwa gleich, sondern ihre Extrema auch nahezu gleich über dem Radius verteilt (vgl. 1/A, 2/B, 3/C). Auch saugseitig sind die Druckschwankungen im unmittelbaren Vorderkantenbereich beider Leiträder vergleichbar (4/D). Auf dem Profil selbst weisen beide Leiträder deutliche Amplitudenschwankungen auf. Der Unterschied zwischen maximalem und minimalem Pegel beider Leiträder ist vergleichbar, wobei die Gebiete maximaler Amplitude des geraden Leitrades in Summe aber eine deutlich größere Fläche einnehmen. Saugseitig weist die gerade Konfiguration ein Gebiet lokal deutlich erhöhter, maximaler Druckamplitude auf (Abbildung 6.8, E).

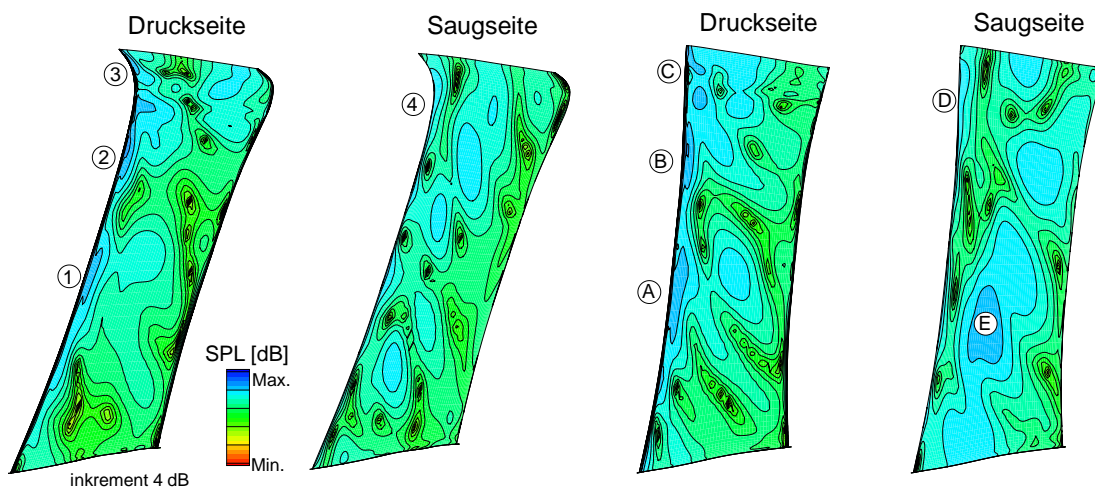
Ein prinzipiell ähnliches Bild ergibt sich beim Vergleich der Druckschwankungen der zweiten Harmonischen der Rotorfrequenz  $2BPF$  in Abbildung 6.9. Auch hier zeigen die Profildruckschwankungen nahe der Vorderkante beider Leiträder nahezu identische Werte (vgl. Abbildung 6.9, 1/A, 2/B, 3/C). Die Gebiete lokal erhöhter Druckamplituden sind aber auch bei dieser Frequenz für das gerade Leitrad deutlicher ausgeprägt und nehmen saugseitig einen größeren Raum auf der Beschaukelung ein.

Die Detailansichten der Profildruckschwankungen auf zwei verschiedenen Radien in Abbildung 6.10 und 6.11 verdeutlichen die obigen Aussagen. Insbesondere die Ausschnittvergrößerungen zeigen die Ähnlichkeit der Pegel nahe der Vorderkante; gleichzeitig kommen die unter-

schiedlichen Amplitudenverläufe entlang des Profils darin zum Ausdruck, die Werte schwanken jedoch um einen vergleichbaren mittlerem Wert. Die Spitzenwerte an der Vorderkante beider Leiträder sind dabei auf beiden gezeigten Radien trotz des deutlich größeren Axialabstandes der Schaufelreihen der geneigten Konfiguration praktisch identisch. Auch in den Abbildungen 6.12 wird dies deutlich, dargestellt sind dort die Profildruckschwankungen entlang der Vorderkante (jeweils saug- und druckseitig nahe des Staupunktes), die Amplituden zeigen dort über weite Bereiche für beide Leiträder vergleichbare Werte. Druckseitig zeigt sich eine radiale Verschiebung des Amplitudenminimums von  $r = 0.36 \text{ m}$  der geraden zu  $r = 0.38 \text{ m}$  der geneigten Konfiguration, die minimalen Werte sind jedoch auch dort vergleichbar.

Die Diskussion der gezeigten Druckamplituden auf dem Leitrad lassen zwei wichtige Aussagen bezüglich der aerodynamischen Anregung durch die Rotornachläufe am Leitrad zu:

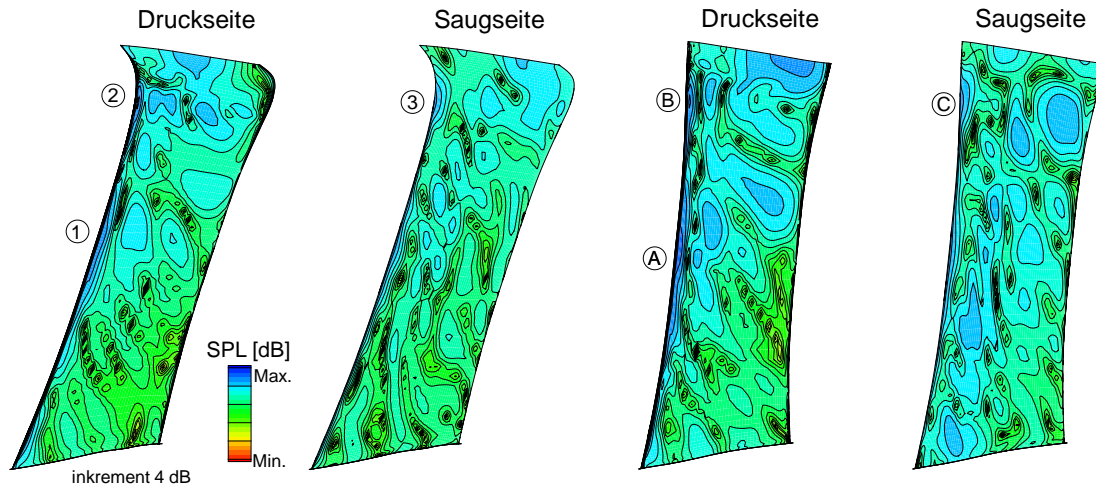
- Die Profildruckschwankungen entlang der Vorderkante zeigen über weite Teile des Radius vergleichbare Pegel. Geht man davon aus, dass lediglich die in unmittelbarer Vorderkantennähe hervorgerufenen Druckschwankungen das Resultat der direkten Nachlaufinteraktion wiedergeben, so ist diese Wechselwirkung an beiden Leiträdern damit von ähnlicher Intensität. Dies gilt auch dort, wo das geneigte Leitrad einen deutlich größeren Axialabstand (also ab ca. 50% relativer Kanalhöhe) zum Rotor aufweist.
- Auf dem Profil selbst weist das geneigte Leitrad insgesamt eine größere Fläche von Gebieten lokaler geringerer Druckamplituden auf. Die Druckschwankungen sind dabei im Wesentlichen das Resultat der Ausbreitung der an der Vorderkante induzierten Druckstörung und deren räumlicher Überlagerung.



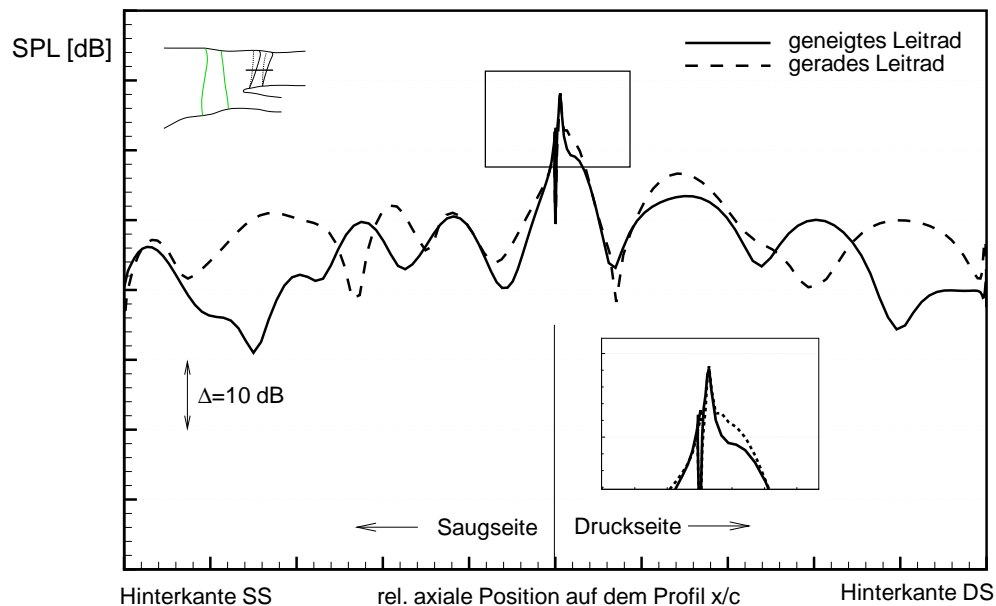
**Abbildung 6.8:** Vergleich der Druckschwankungen auf dem Leitrad (1BPF)

Die in Abbildung 6.13 gezeigten Spektren aller Umfangsmoden auf verschiedenen Radien sind das Resultat der zuvor diskutierten aerodynamischen Anregung am Leitrad. Die Umfangsmoden von Interesse sind an dieser Stelle die Moden  $m=+26$  mit der Frequenz 1BPF und die Moden  $m=-6$  und  $m=+52$  mit der Frequenz 2BPF. Vergleicht man die Amplituden dieser Moden beider Leiträder, so lässt sich anhand der gezeigten Spektren keine eindeutige Aussage darüber machen, ob und in wie weit einzelne Umfangsmoden durch jeweils eine Leitradkonfiguration verstärkt angeregt werden. Die Amplituden der einzelnen Moden sind auf allen Radien vergleichbar, wobei, abhängig vom betrachteten Radius mal die Amplitude des geneigten und mal die des geraden Leitrades stärker hervortritt. Für die gezeigten *cut-off*-Moden macht sich

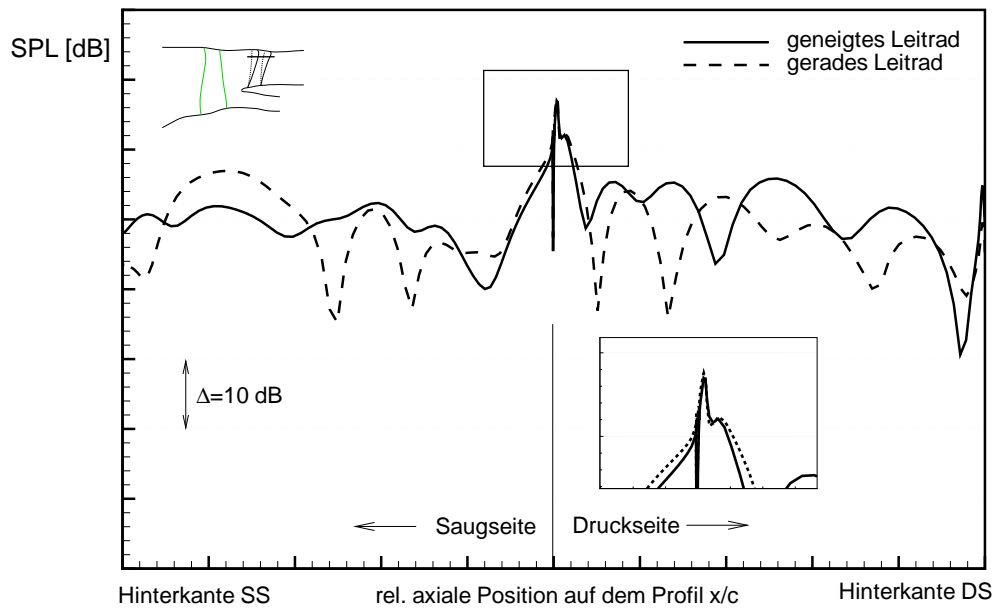
bereits der größere Abstand von der Leitradhinterkante zur Auswerteebene *psogvex* bemerkbar, sodass einige der entsprechenden Moden für das gerade Leitrad bereits deutlich stärker in ihrer Amplitude abgefallen sind (beispielsweise die Moden  $m=(-)12$  und  $m=(-)64$ ). Auch dies ist jedoch abhängig vom betrachteten Radius, wobei einzelne Umfangsmoden durch das gerade Leitrad deutlich stärker angeregt wurden, sodass diese trotz des größeren Axialabstandes höhere Amplituden aufweisen.



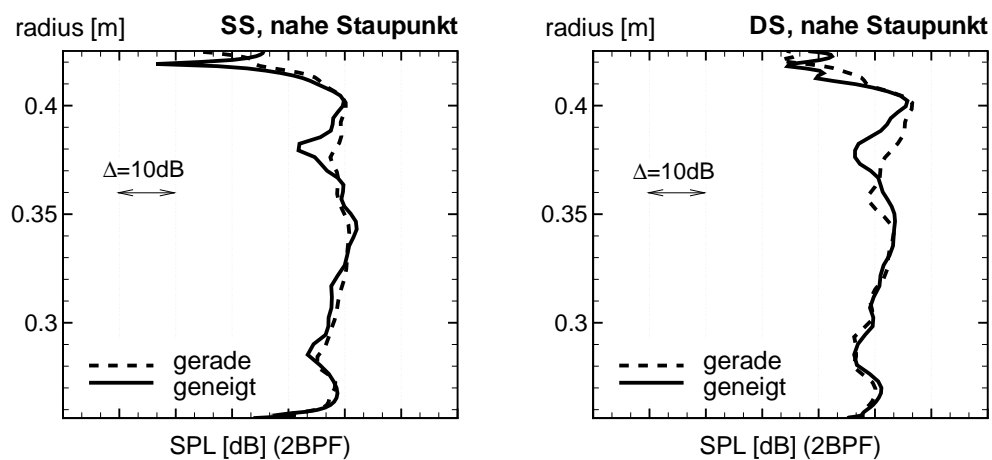
**Abbildung 6.9:** Vergleich der Druckschwankungen auf dem Leitrad (2BPF)



**Abbildung 6.10:** Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt (2BPF)



**Abbildung 6.11:** Profildruckschwankungen auf dem Leitrad eines gehäusenahen Profilschnittes (2BPF)



**Abbildung 6.12:** Druckschwankung auf dem Leitrad in unmittelbarer Nähe der Vorderkante, jeweils druck- und saugseitig (2BPF)



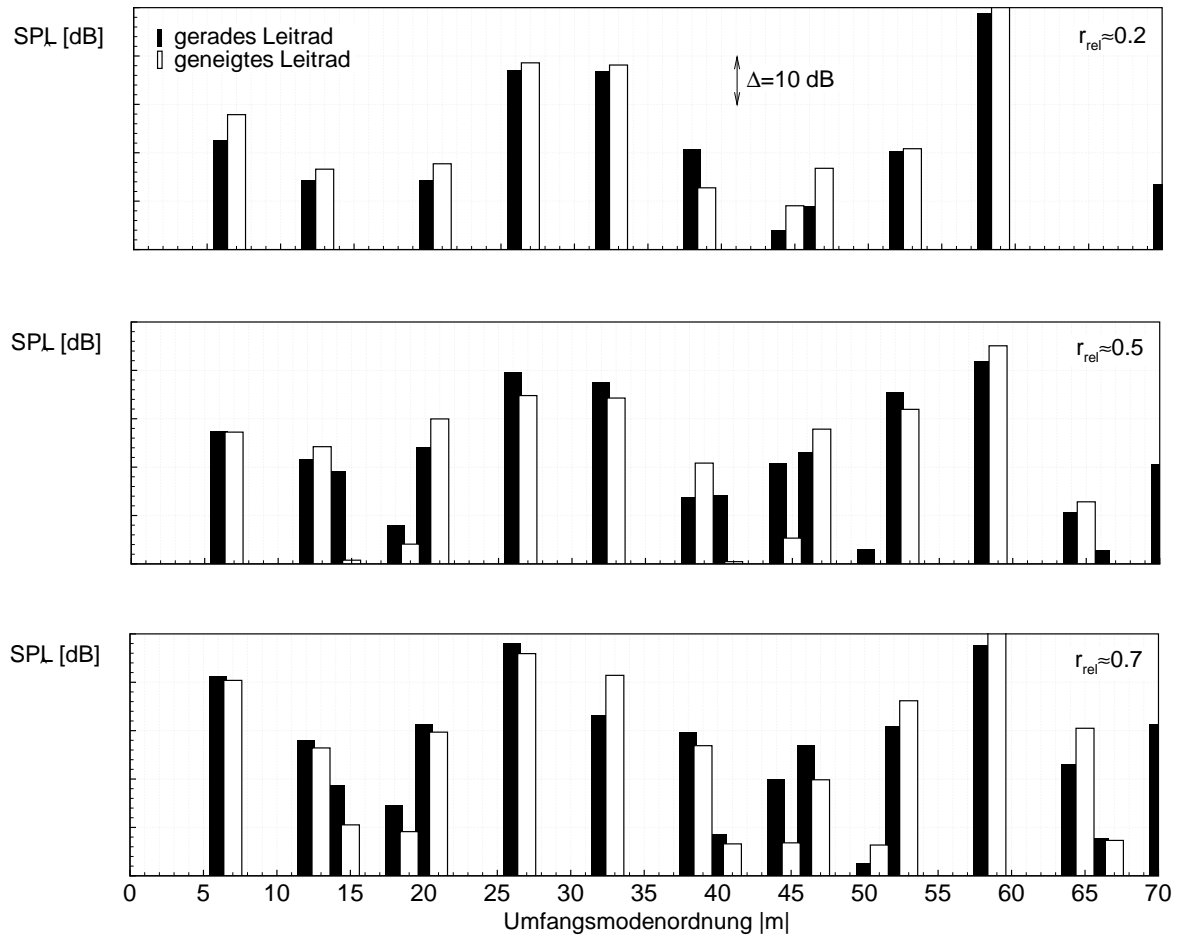


Abbildung 6.13: Momentane Azimutalmodenspektren stromab des Leitrades (*psogvex*)

## Induziertes akustisches Feld

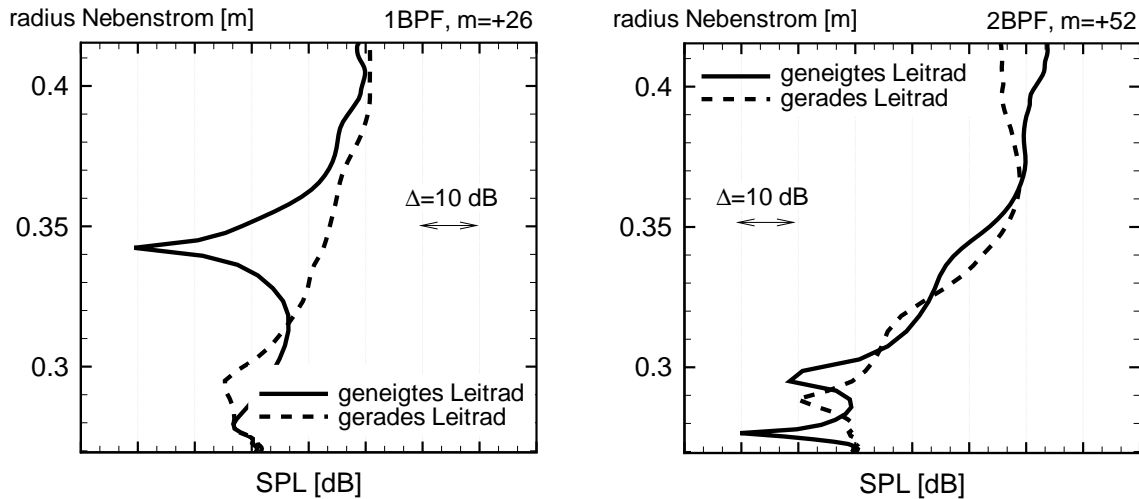
Einen umfassenderen Überblick über die Aufteilung der Druckamplituden auf die einzelnen Umfangsmode geben die in der Abbildung 6.14 dargestellten radialen Verläufe der Schalldruckpegel. Da die Umfangsmode  $m=+26$  (1BPF) und  $m=+52$  (2BPF) nur eine bzw. zwei ausbreitungsfähige Radialmoden aufweisen, lassen die gezeigten Verläufe Rückschlüsse auf die Anregung eben jener Moden zu. Für die Radialmode  $\mu = 1$  mit der Frequenz 1BPF bzw. für die Radialmoden  $\mu = 1$  und  $\mu = 2$  der Frequenz 2BPF spielen die Druckamplituden nahe des Gehäuses aufgrund der charakteristischen Form der entsprechenden Besselmode eine wesentliche Rolle. Der bei der Mode  $m=+26$  bei ca. 50% Kanalhöhe auftretende Einbruch des Schalldruckpegels des geneigten Leitrades spielt damit für die Schalleistung dieser Mode praktisch keine Rolle, da dies letztlich nur zu einer anderen Aufteilung des Schalldruckpegels auf die höheren radialen Harmonischen führt. Diese sind jedoch hier nicht ausbreitungsfähig und tragen damit nicht zur Schallemission ins Fernfeld bei.

Anhand eines Vergleichs der Schalldruckpegel am Gehäuse der relevanten Radialmode  $\mu = 1$  in Abbildung 6.15 lässt sich belegen, dass letztlich die größeren Druckamplituden nahe des Gehäuses der geraden Konfiguration (vgl. Abbildung 6.14) für die erhöhte Schallabstrahlung bei der Frequenz 1BPF verantwortlich sind. Trotz der geringen Unterschiede reicht ein Vergleich der Schalldruckpegel an einer Position aus, da beide Radialmoden aufgrund der gleichen Kanalgeometrie die gleiche radiale Struktur besitzen. Ist der Schalldruckpegel einer Konfiguration an einem Ort größer, so ist die Mode insgesamt stärker angeregt und besitzt damit eine größere Schalleistung.

Ähnliches gilt für die Umfangsmode  $m=+52$ . Auch dort zeigt sich, dass letztlich die höheren Amplituden nahe des Gehäuses vorzugsweise zu einer verstärkten Anregung der ersten Radialharmonischen  $\mu = 1$  führt. Der in Abbildung 6.14 (rechts) gezeigte Verlauf der Schalldruckpegel zeigt deutlich höhere Pegel, in diesem Fall der geneigten Konfiguration nahe des Gehäuses. Ebenfalls zu erkennen sind die relativ ausgeprägten Amplitudenabfälle der geneigten Konfiguration nahe der Nabe, die jedoch auch hier keine Rolle für eine unterschiedliche Anregung der ausbreitungsfähigen Radialmoden spielt. Die Verteilung der Druckamplituden auf diese beiden Radialmoden ist im linken Diagramm der Abbildung 6.16 gezeigt. Dabei weist die erste Radialharmonische der geneigten Konfiguration einen deutlich höheren Schalldruckpegel auf. Dies führt (trotz der stärkeren Anregung der zweiten Harmonischen) schließlich zu der eingangs gezeigten erhöhten Schalleistung dieser Mode.

Die Ursachen für die in Abbildung 6.14 gezeigten Unterschiede der Schalldruckpegel bei der Konfigurationen lassen sich nicht eindeutig benennen. Im gehäusenahen Bereich spielen sicherlich unterschiedliche Ausprägungen der Randzonen, insbesondere der Gehäusegrenzschichten in Wechselwirkung mit der Spaltströmung des Rotors eine Rolle. Der Einfluss des im Leitrad entstehenden Verlustgebietes wird an dieser Stelle als eher gering eingeschätzt. Selbst wenn dieses Ablösegebiet die Schalldruckpegel lokal beeinflussen würde (die gezeigten radialen Verläufe legen dies nicht nahe), erscheint der Einfluss in beiden Konfigurationen vergleichbar. Das Verlustgebiet ist, wie bereits gezeigt, für beide Konfigurationen von ähnlicher, räumlicher Ausdehnung und wird in gleicher Weise periodisch durch die Rotornachläufe zu Fluktuationen angeregt und stromab transportiert. Somit würde die bereits beschriebene Entstehung der mit dem Rotornachlauf korrelierenden Moden  $m=+26$  und  $m=+52$  (s. Kapitel 5.4, Abb. 5.16) ähnlich durch das Ablösegebiet im Leitrad beeinflusst, vorausgesetzt dass dreidimensionale Effekte durch die unterschiedlichen Leitradgeometrien dabei nicht dominierenden.

Bei der Frequenz 2BPF dominiert die Umfangsmode  $m=-6$  die emittierte Schalleistung. Aufgrund der größeren Anzahl ausbreitungsfähiger Radialmoden bringt die Darstellung der radialen Verteilung der Druckamplituden dieser Mode ohne die Durchführung der Modenana-



**Abbildung 6.14:** Radialer Verlauf der Schalldruckpegel hinter dem Leitrad (*psogvex*)

lyse keinen Erkenntnisgewinn, da daraus nicht abzulesen ist, welche Moden letztlich verstärkt oder abgeschwächt angeregt werden.

Die in Abbildung 6.16 gezeigten Schalldruckpegel zeigen zunächst nahezu identische Werte der ersten Radialharmonischen. Dies ist zu erwarten, da diese Mode am wenigsten durch die unterschiedliche, axiale Ausrichtung der Statoren beeinflusst wird. Diese Mode spiegelt praktisch nur die in radialer Richtung nahezu konstante Anregung an der Leitradvorderkante selbst wieder. Die Aufteilung auf die restlichen, radialen Harmonischen ist bei beiden Leiträdern jedoch grundsätzlich unterschiedlich. Die Amplituden des geneigten Leitrads sind praktisch gleichmäßig auf alle Harmonischen verteilt, wobei neben der ersten die höchste Harmonische mit  $\mu = 8$  am stärksten angeregt wird. Das gerade Leitrad weist insgesamt höhere Pegel auf, jedoch sind diese durch die veränderte radiale Interferenz anders auf die einzelnen Harmonischen verteilt und zeigen erhöhte Werte zwischen  $\mu = 4$  und  $\mu = 6$  mit einem maximalen Pegel der fünften Harmonischen.

Auch hier zeigt sich, dass die numerischen Ergebnisse den erwarteten Trend widerspiegeln. So weist die geneigte Konfiguration aufgrund der zusätzlichen Interferenzen in radialer Richtung insgesamt niedrigere Pegel auf, die darüber hinaus deutlich unterschiedlich auf die einzelnen Radialharmonischen verteilt sind.

Die unterschiedliche Anregung der einzelnen Radialmoden ist den Abbildungen 6.17 - 6.19 nochmals veranschaulicht. In den Darstellungen ist nur der Realteil des Stördrucks im Nebestrom jeweils einer einzelnen Radialmode der Umfangsmode  $m=-6$  dargestellt. Wie bereits diskutiert, ergeben sich die radialen Eigenwerte allein aus der Geometrie; diese ist für beide Konfigurationen identisch. Die axialen Eigenwerte ergeben sich aus der Dispersionsbeziehung (Gleichung 2.24) und hängen zusätzlich von der mittleren axialen Machzahl ab. Auch die Machzahl ist bei beiden Konfigurationen gleich, sodass beide Leiträder einen qualitativ identischen Druckverlauf aufweisen. Der Unterschied besteht in der Anregung der jeweils dargestellten Mode. Abbildung 6.17 zeigt zunächst die erste Harmonische  $\mu = 1$ , deren Druckverteilung in radialer Richtung keine Nulldurchgänge aufweist. Die Anregung dieser Mode ist, wie anhand der gezeigten Schalldruckpegel am Gehäuse bereits diskutiert wurde, bei beiden Leiträdern gleich. Das gerade Leitrad zeigte eine starke Anregung der fünften Radialharmonischen. Der Druckverlauf dieser Mode ist in Abbildung 6.18 illustriert. In der Darstellung zeigt die gerade Konfiguration Druckamplituden, die teilweise das fünffache der geneigten Konfiguration

aufweisen. Im Gegensatz dazu weist der Stördruck der geeigneten Konfiguration der Radialmode  $\mu = 8$  in etwa doppelt so hohe Werte wie die gerade Konfiguration auf (Abbildung 6.19). Während die gezeigten niederen Harmonischen von der Kanalgeometrie nahezu unbeeinflusst blieben, zeigt sich die achte Radialharmonische sehr sensitiv gegenüber Änderungen des Kanalquerschnitts. Dies hängt zum einen damit zusammen, dass diese Mode bereits sehr nahe an *cut-off* und damit relativ energiearm ist, zum Anderen sind die radialen Wellenzahlen dieser Moden sehr groß (die Wellenlängen damit entsprechend klein), sodass die Radienänderung relativ zur radialen bzw. axialen Wellenlänge dort deutlich größer ausfällt.

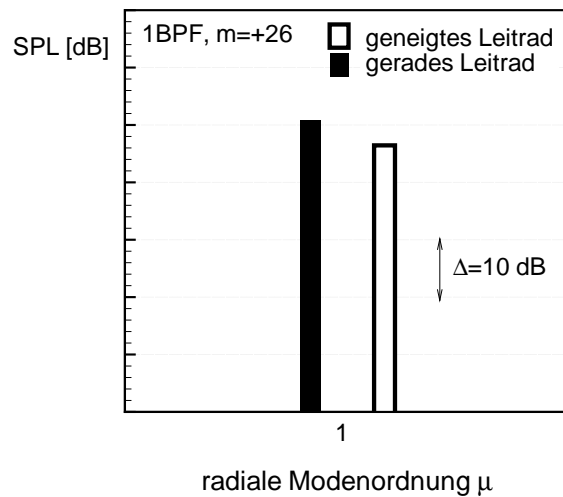


Abbildung 6.15: Vergleich der Schalldruckpegel am Gehäuse (1BPF)

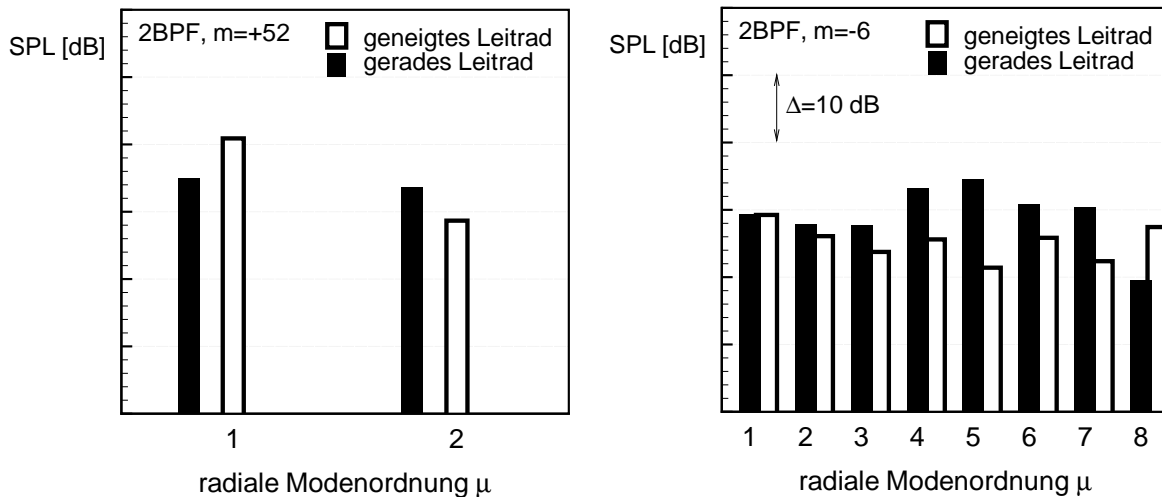
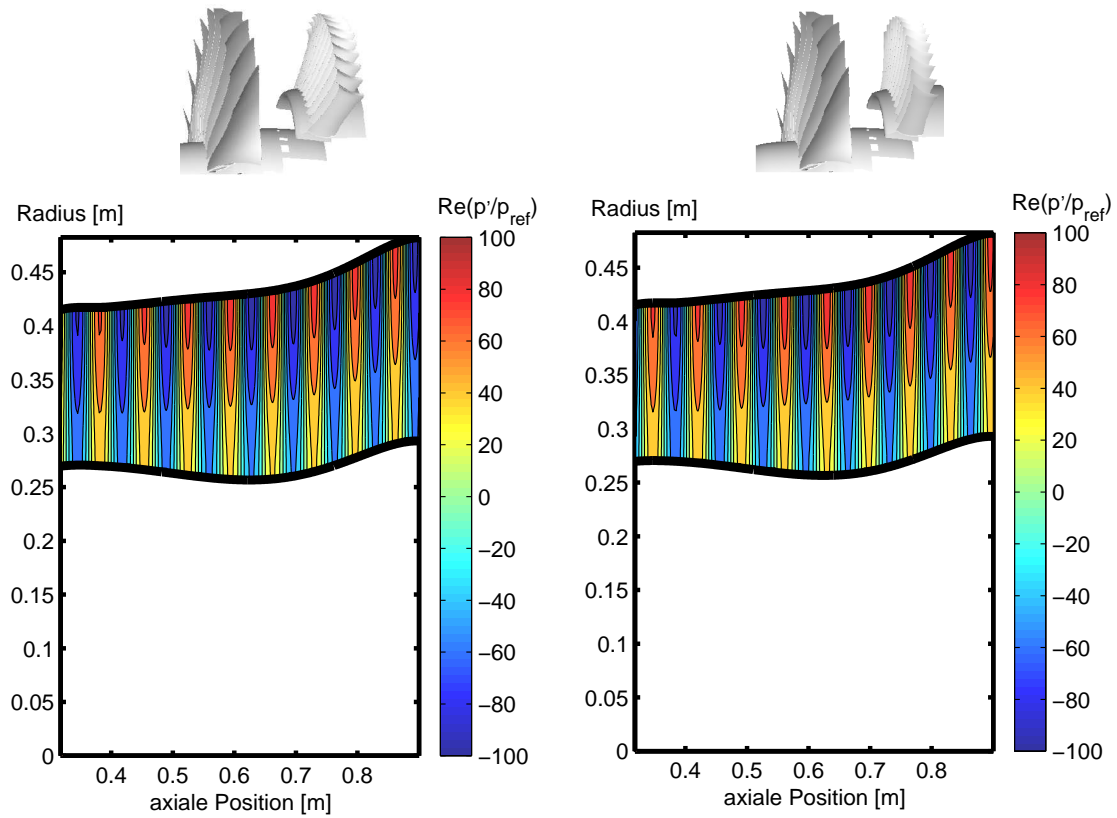
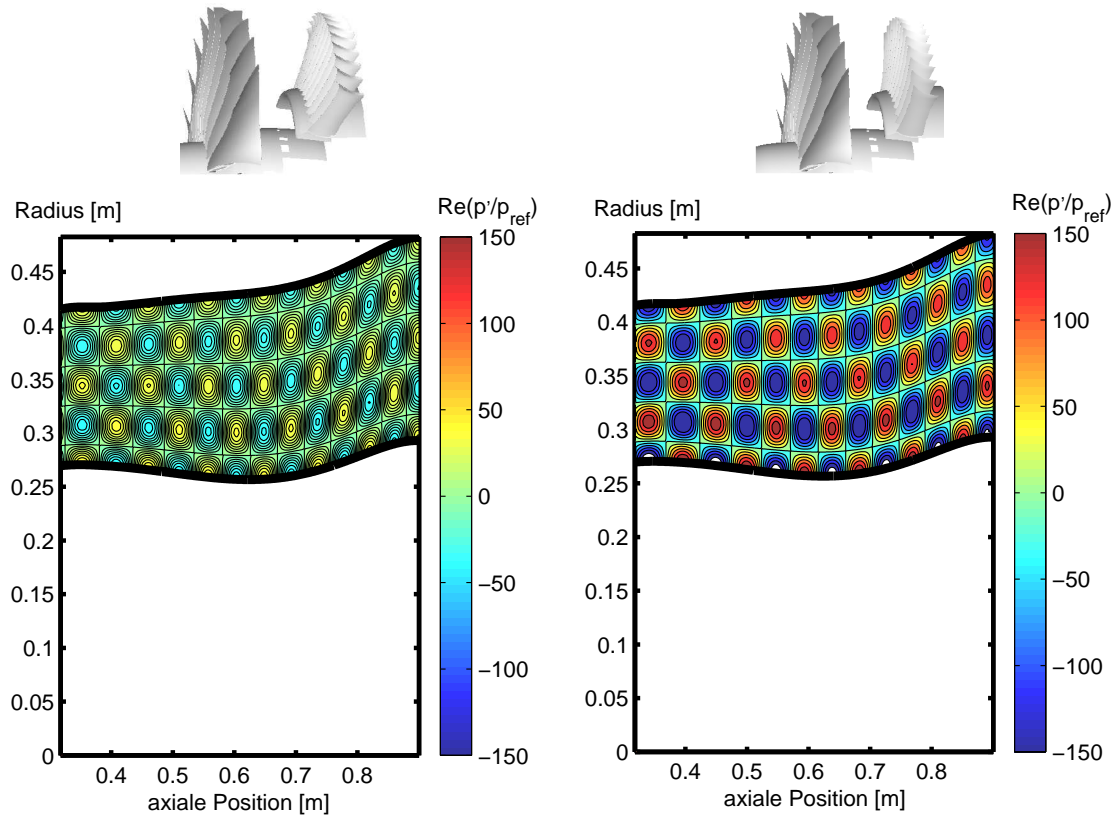


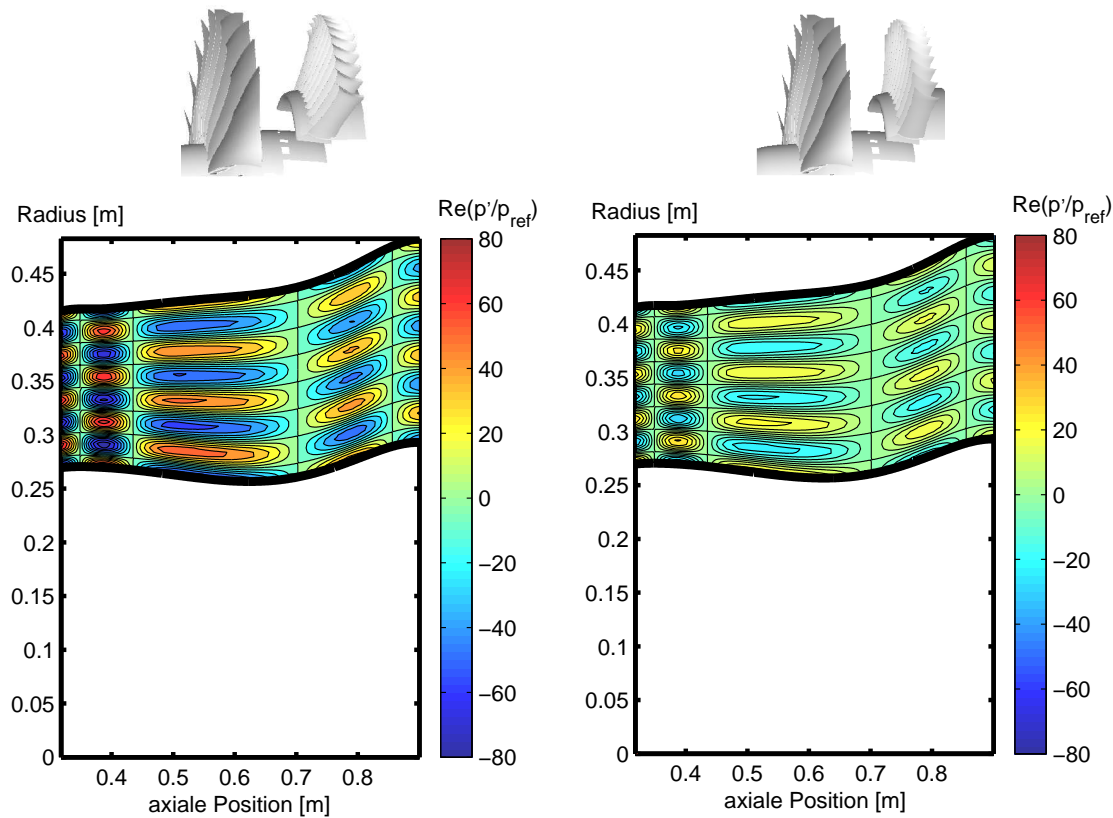
Abbildung 6.16: Vergleich der Schalldruckpegel am Gehäuse (2BPF)



**Abbildung 6.17:** Realteil des momentanen akustischen Druckes im Nebenstrom ( $2BPF, m = -6, \mu = 1$ ), zur Lage des Düsenabschnitts vgl. Abb. 5.21



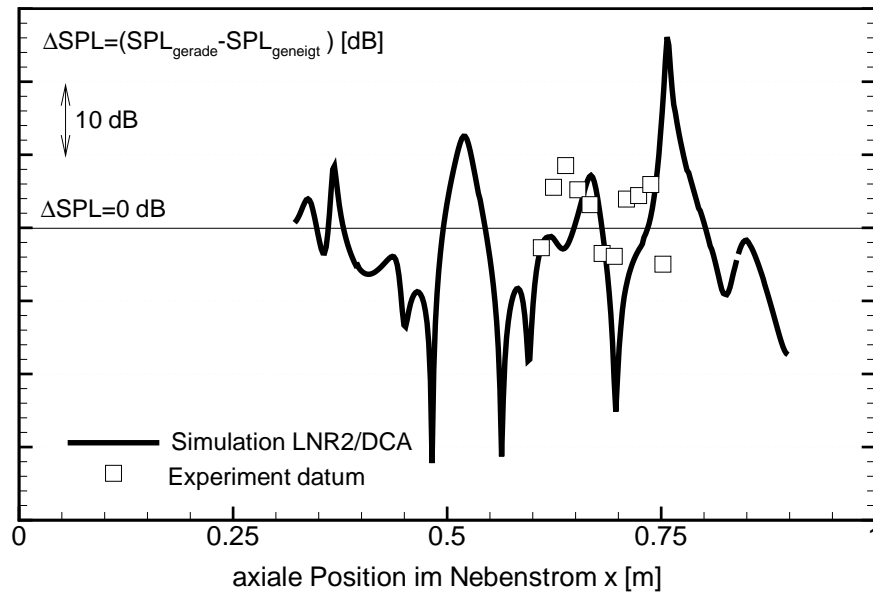
**Abbildung 6.18:** Realteil des momentanen akustischen Druckes im Nebenstrom ( $2BPF, m = -6, \mu = 5$ ), zur Lage des Düsenabschnitts vgl. Abb. 5.21



**Abbildung 6.19:** Realteil des momentanen akustischen Druckes im Nebenstrom ( $2BPF, m = -6, \mu = 8$ ), zur Lage des Düsenabschnitts vgl. Abb. 5.21

Abschließend erfolgt der Vergleich der gerechneten Werte mit zeitaufgelösten Druckmessungen im Gehäuse des Nebenstroms. In der Darstellung 6.20 sind von den Schalldruckpegeln der gerade Konfiguration die entsprechenden Werte der geneigten Konfiguration abgezogen. Die gezeigten Verläufe lassen dabei keinerlei Rückschlüsse auf die Schalleistung der einzelnen Konfiguration zu. Eine direkte Vergleichbarkeit beider Verläufe ist an dieser Stelle ebenfalls nicht gegeben, da lediglich das *Datum*-Gebläse (vgl. Kapitel 5.1) mit beiden Leiträdern vermessen wurde.

Die gezeigten numerischen Ergebnisse zeigen starke, unregelmäßige Schwankungen der gebildeten Amplitudendifferenz, und das obwohl die akustischen Felder beider Geometrien qualitativ nahezu identisch sind. Dies zeigt, dass allein die unterschiedliche Anregung und damit eine unterschiedliche Verteilung der Schalleistung auf die einzelnen ausbreitungsfähigen Radialmoden zu deutlichen Unterschieden im Verlauf des Betrags des akustischen Druckes im Nebenstrom führt. Die starken Schwankungen der Differenzamplituden sind auch in den Messungen zu beobachten, wobei die Amplitudenspitzen in den numerischen Resultaten deutlich ausgeprägter sind und von den Aufnehmern aufgrund ihrer geringen axialen Ausdehnung vermutlich nicht mehr erfasst werden. Abgesehen von den starken Spitzen zeigen beide Ergebnisse Differenzamplituden, die im Mittel in ihrer Höhe vergleichbar sind und im Bereich von 15 dB-20 dB liegen.



**Abbildung 6.20:** Differenz der Schalldruckpegel am Gehäuse; Messung an der *datum*-Konfiguration im Vergleich mit der Rechnung (2BPF)

### Ursachen der Geräuschreduktion

In den gezeigten Ergebnissen kam bereits zum Ausdruck, dass allein die Vergrößerung des axialen Abstandes nicht allein der Grund für die geringere Schalleistung des geneigten Leitrades sein kann; so wurde gezeigt, dass die Nachlaufwechselwirkung an beiden Leiträdern - gemessen an den Druckschwankungen im vorderen Profilbereich des jeweiligen Leitrades - über weite Strecken vergleichbar ist. Bei einem nichtlinearen Abfall der Nachlaufintensität erscheint dies aufgrund des ohnehin großen Abstandes zwischen Rotor und Leitrad plausibel.

Hilfreich zum Verständnis sind an dieser Stelle die Arbeiten von Envia und Nallasamy [33]. Dort wird der Einfluss geneigter Statoren auf die Schallemission anhand einer vergleichbaren Konfiguration (Gebläserotor und Leitrad im Nebenstrom) diskutiert. Dies erfolgt mit Hilfe eines analytischen Verfahrens, Einzelheiten zum Verfahren sind von Meyer und Envia [79] dokumentiert. Zur Anwendung der Theorie ist die vereinfachende Betrachtung der Leitradprofile als ebene Platten erforderlich, der Neigungseinfluss lässt sich daran jedoch detailliert beschreiben und formelmäßig erfassen.

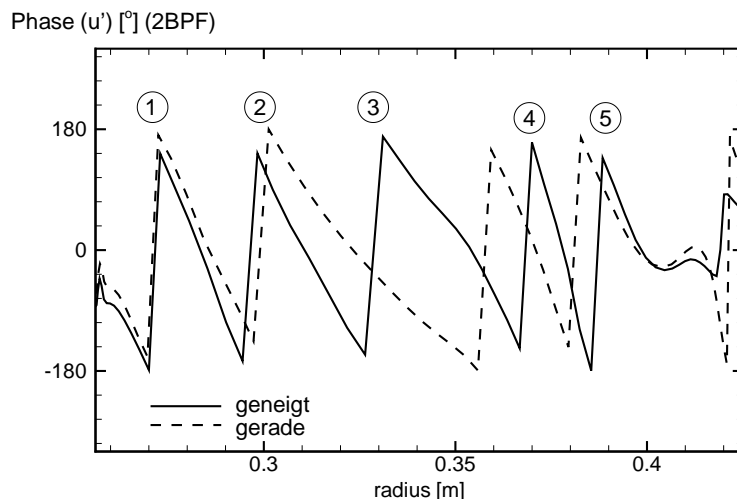
Der harmonische Anteil des akustischen Druckes an einer beliebigen Position im Nebenstrom ergibt sich aus einer Integration der nachfolgend beschriebenen Terme über die gesamte Leitradoberfläche und wird dort angegeben zu

$$p'(x, r, \varphi, \omega t) = \int_{r_{hub}}^{r_{tip}} \int_{Sehne} \{ f(G, \text{Nachlauf}, \text{Belastung}) e^{i\varphi} \} \times \underbrace{\left[ dA(\Delta x) e^{-ik\Delta x} \right]}_{\text{Einfluss der Neigung}} d\xi dr. \quad (6.1)$$

Die Funktion  $G$  fasst darin den Einfluss von Randbedingungen, Strömung und Kanalgeometrie zusammen,  $\xi$  kennzeichnet die axiale Koordinate von der Vorder- bis zur Hinterkante des jeweiligen Leitrades. Die Anregung durch den Rotor und die daraus resultierende zeit- und ortsabhängige Belastung bestimmt ebenfalls die Schallemission und ist in der Funktion  $f$  berücksichtigt.

Mit Hilfe der theoretischen Überlegungen lässt sich der Neigungseinfluss von den oben aufgeführten - und für beide Konfigurationen identischen - Parametern trennen und kann allein durch die Terme in den eckigen Klammern von Gleichung 6.1 beschrieben werden [79]. Der Parameter  $\Delta x$  kennzeichnet darin die Verschiebung der Vorderkante, die sich allein aus der Neigung ergibt (vgl. Abb. 6.1),  $k$  beschreibt die Wellenzahl des harmonischen Anteils der Störgeschwindigkeit im Nachlauf. Die Änderung der Nachlaufintensität an der Vorderkante wird durch den Faktor  $dA(\Delta x)$  berücksichtigt. Der zweite Term  $e^{-ik\Delta x}$  kommt dem Aufprägen einer Phase der Störgeschwindigkeit des Nachlaufs in radialer Richtung gleich. Envia und Nallasamy führen nun den lärmindernden Einfluss der Neigung im Wesentlichen darauf zurück, dass sich die Druckanteile von verschiedenen Orten auf dem Leitradsprofil bei der Integration über die Profiloberfläche durch die Phasenänderung teilweise auslöschen. Formal wird dies durch den Term  $e^{-ik\Delta x}$  beschrieben.

Die theoretischen Betrachtungen geben nicht nur eine theoretische Erklärung des Prinzips der Geräuschminderung, sondern decken sich tendenziell mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen. So ist der Einfluss der Vergrößerung des axialen Abstandes durch die Leitradsneigung auch hier eher gering. Das Aufprägen einer zusätzlichen Phase in radialer Richtung wurde bereits in Abb. 6.7 illustriert und ist zum Abschluss in Abb. 6.21 durch die Darstellung der Phase der Geschwindigkeitsstörung entlang der Vorderkante des Leitrades für beide hier untersuchten Konfigurationen nochmals veranschaulicht. Deutlich wird auch in dieser Darstellung, dass das geneigte Leitrads in radialer Richtung mehr Phasendurchgänge aufweist. Dies führt schließlich, wie oben beschrieben, zur Auslöschung einzelner Beiträge an verschiedenen Orten und damit zu einer Schwächung des emittierten Schallfeldes.



**Abbildung 6.21:** Phasengang der Geschwindigkeitsstörung (2BPF) an der Leitradvorderkante, nummeriert sind die Vorzeichenwechsel des geneigten Leitrades



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit widmet sich der numerischen Simulation des tonalen akustischen Feldes einer für moderne Nebenstromtriebwerke typischen Gebläsestufe. Dazu kommt ein zeitgenaues Navier-Stokes Verfahren zum Einsatz, dessen Weiterentwicklung im Rahmen der Arbeit beschrieben ist. Mit dieser Verfahrenserweiterung wurde schließlich die realitätsnahe Durchführung akustischer Simulationen in der Turbomaschine mit einem solchen Verfahren ermöglicht.

Sowohl die Theorie als auch experimentell gewonnene Daten aus der Literatur zeigten in diesem Zusammenhang eine hohe Sensitivität des modalen akustischen Feldes gegenüber den Schaufelzahlen der beteiligten Schaufelreihen. Um das Schaufelzahlverhältnis in der Simulation korrekt abzubilden, war deshalb eine Weiterentwicklung des vorhandenen numerischen Verfahrens TRACE erforderlich. Dies erfolgte durch eine erweiterte Formulierung der periodischen Randbedingungen. Damit konnte das Rechengebiet bei zeitgenauen Simulationen einzelner Stufen grundsätzlich auf eine Schaufelpassage reduziert werden, gleichzeitig wurde das Schaufelzahlverhältnis der Originalgeometrie eingehalten. Neben der Einhaltung des Schaufelzahlverhältnisses erlaubte der Einsatz der Methode durch die Reduzierung des Rechengebietes auf eine einzelne Passage eine hohe örtliche Auflösung und damit die Einhaltung der bei der vorliegenden Problemstellung geforderten Genauigkeitsanforderungen. Die Methode der versetzt periodischen Randbedingungen ist dabei grundsätzlich bei zeitgenauen Simulationen einzelner Stufen einsetzbar und trägt dort zur Effizienzsteigerung des Verfahrens bei, ohne die Qualität der Simulationsergebnisse zu mindern.

Die Funktionalität der neuartigen Randbedingungen und deren Integration in das Verfahren wurde an einer gegenläufigen, transsonischen *Propfan*-Konfiguration demonstriert. Dazu wurde das komplette, zeitabhängige Strömungsfeld zunächst mit der direkt periodischen Lösung verglichen. Beide Strömungsfelder erwiesen sich als identisch, wobei hier die erweitert formulierten Randbedingungen - trotz eines günstigen d.h. reduzierbaren Schaufelzahlverhältnisses der Originalgeometrie - zu einer Verringerung der Rechenzeit um den Faktor 2,5 führten. Damit konnte der Effizienzgewinn des Verfahrens durch die im Rahmen der Arbeit vorgenommene Weiterentwicklung an einem repräsentativen Testfall nachgewiesen werden.

Durch eine Parameterstudie an derselben Konfiguration wurde der Einfluss des Schaufelzahlverhältnisses auf die instationäre Aerodynamik diskutiert. Die Unterschiede im zeitabhängigen Strömungsfeld kamen darin deutlich zum Ausdruck und konnten auf die unterschiedliche modale Struktur der Störfelder zurückgeführt werden. An dem gleichen Testfall wurde durch einen Vergleich mit zeitaufgelösten Druckmessdaten auf der Schaufeloberfläche gezeigt, dass die Schaufelreihenwechselwirkung sowohl qualitativ als auch quantitativ richtig durch das numerische Verfahren beschrieben wird. Damit wird die Fähigkeit des Verfahrens unterstrichen, die für das tonale akustische Feld ursächlichen Mechanismen richtig wiederzugeben. Gleichzeitig wurde damit die durchgeführte Verfahrenserweiterung am Experiment validiert.

Die Simulation einer Gebläsestufe legte durch einen Vergleich mit experimentellen Daten nahe,

dass die wesentlichen Eigenschaften eines modalen akustischen Feldes durch das eingesetzte Verfahren wiedergegeben werden können. Dazu gehört neben der Struktur des Störfeldes auch die mittlere Amplitude der durch die Rotor/Stator Interaktion erzeugten Druckstörungen im Nebenstrom des Gebläses. Dies konnte durch einen Vergleich mit den entsprechenden Messwerten gezeigt werden, wobei die Unterschiede der im Gehäuse gemessenen, mittleren Schalldruckpegel für die ersten beiden Harmonischen der Blattfolgefrequenz im Bereich von 1 dB-2 dB lagen. Durch die Kopplung der numerischen Daten an ein akustisches Verfahren zur Modenanalyse war es möglich, das Rechengebiet auf den unmittelbaren Nahbereich des Gebläses zu reduzieren. Dies führte zu einem sehr effizienten Einsatz des jeweils für einen bestimmten Bereich (Quellregion, Schallausbreitung in der Düse etc.) optimalen Verfahrens.

Der Vergleich unterschiedlicher Leitradgeometrien zeigte, dass auch der Einfluss der durch die Geometrievariation hervorgerufenen Änderung der Schalleistung durch das numerische Verfahren qualitativ richtig wiedergegeben wurde. Nur in der Simulation konnten dabei die Unterschiede im Strömungsfeld beider Konfigurationen detailliert herausgearbeitet werden, wobei das Experiment den globalen Trend bestätigt. Das Lärminderungspotential eines in Strömungsrichtung geneigten Leitrades konnte damit an einer technisch relevanten Konfiguration aufgezeigt werden und lag hier im Bereich von etwa 3.8 dB in der emittierten Schalleistung der Stufe.

Die im Rahmen der Arbeit vorgenommenen Untersuchungen beschränkten sich auf eine vermessene Konfiguration. Zur Untermauerung der getätigten Aussagen sind in Zukunft grundsätzlich weitere Simulationen an ähnlichen Konfigurationen durchzuführen. An experimentellen Daten werden die Ergebnisse von Modenanalysen im Nebenstrom benötigt, die eine Aufteilung der im Gehäuse gemessenen Druckschwankungen in die Anteile der einzelnen Umfangsmoden ermöglichen. Dies erlaubt einen deutlich detaillierteren Vergleich zwischen Simulation und Experiment, als er mit den im Rahmen dieser Arbeit verfügbaren Daten möglich war. Zudem sind damit Angaben über die Schalleistung möglich, die auch quantitativ mit den numerischen Daten verglichen werden können.

Mit den im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnissen konnte gezeigt werden, dass sich numerische Verfahren zur Simulation des tonalen Schallfeldes grundsätzlich eignen. In Zukunft gilt es deswegen, numerische Methoden auch für die Simulation weiterer Geräuscharten zu nutzen. Dabei kann durch einen Einsatz der nicht-periodischen Randbedingungen beispielsweise der Einfluss einer über dem Umfang langwelligen Einlaufstörung auf einen einzelnen Rotor untersucht werden. Mit stationären Verfahren lassen sich *buzzsaw*-Geräusche eines einzelnen Rotors simulieren, wobei dort die Vernetzung des vollen Umfangs erforderlich ist und jede Schaufel mit einem entsprechend veränderten Staffelungswinkel versehen werden muss. Dies gilt es in Zukunft zu verifizieren.

# Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMOWITZ, M., STEGUN, I.A.:  
*Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, Inc., New York
- [2] ADAMCZYK, J.J., CELESTINA, M.L., CHEN, J.P.:  
*Wake Induced Unsteady Flows: Their Impact on Rotor Performance and Wake Rectification*, ASME paper 94-GT-219, 1994
- [3] AGBOOLA, F.A., WRIGHT, T.:  
*The Effects of Axial Fan Noise Control by Blade Sweep on the Radial Component of Velocity*, AIAA paper 99-1862, AIAA Soace Technology Conference, Albuquerque, 1999
- [4] AINSWORTH, R.:  
*The Use of Semi-Conductor Sensors for Blade Surface Pressure Measurement in a Model Turbine Stage*, ASME paper 90-GT-346, Brüssel, 1990
- [5] ANTOINE, N.:  
*Aircraft Noise Overview*, AA241 Aircraft Synthesis and Design Noise Lecture, Stanford University, Mai 2001
- [6] ARNONE, A., PACCIANI, R.:  
*Rotor-Stator Interaction Analysis Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method*, ASME paper 95-GT-177, Houston, Juni 1995
- [7] BALDWIN, B.S., LOMAX, H.:  
*Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Seperated Turbulent Flows*, AIAA paper 78-0257, 1978
- [8] BEWICK, C.L., ADAMS, M.J., SCHWALLER, P.J.G., XU, L.:  
*Noise and Aerodynamic Design and Test of a Low Tip Speed Fan*, 5th CEAS/ASC Workshop on Turbomachinery Noise and Duct Acoustics, November 2001, Eindhoven
- [9] BIEDRON, R.T., RUMSEY, C.L., PODBOY, G.G., DUNN, M.H.:  
*Predicting the Rotor-Stator Interaction Acoustics of a Ducted Fan Engine*, AIAA paper 2001-0664, Reno, Januar 2001
- [10] BILLONNET, G., FOURMAUX, A., TOUSSAINT, C.:  
*Evaluation of Two Competitive Approaches for Simulating the Time-Periodic Flow in an Axial Turbine Stage*, 4<sup>th</sup> European Conference on Turbomachinery, ATI-CST-008/01
- [11] BÖLCS, A.:  
*Transsonische Turbomaschinen*, Verlag G. Braun Karlsruhe, 1986
- [12] BREARD, C., SAYAMA, A., IMREGUN, M., WILSON, A.G., TESTER, B.J.:  
*A CFD-Based Non-Linear Model for the Prediction of Tone Noise in Lined Ducts*, AIAA paper 2001-2176, Reno, Januar 2001

- [13] BREARD, C.:  
*A Frequency Domain Solver for the Non-Linear Propagation and Radiation of Fan Noise*, ISUAAAT 10th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines, September 2003
- [14] CAI, N., JIANZHONG, X., BENAÏSSA, A.:  
*Aerodynamic and Aeroacoustic Performance of a Skewed Rotor*, ASME paper GT2003-38592, Atlanta/GA, Juni 2003
- [15] CALVERT, J., GINDER, R.B., HORTON, G.C., STAPLETON, A.W.:  
*QinetiQ Experience in the Evaluation and Design Application of a 3D Viscous Solver for Turbomachinery*, I Mech E seminar on CFD for Fluid Machinery, London, November 2003
- [16] CHASSAING, J.C., GEROLYMOS, G.A.:  
*Study of Nonreflecting Boundary Conditions for 2D Pressure-Waves*, AIAA paper, 9th AIAA-CEAS Aeroacoustics Conference, Juni 2003
- [17] CHEN, J.P.:  
*Comparisons of Time-Accurate Calculations for the Unsteady Interaction in Turbomachinery Stage*, AIAA paper 98-3292, Joint Propulsion Conference, Cleveland 1998
- [18] CLARK, J.P., STETSON, G.M., DUNN, M.G.:  
*The Effect of Airfoil Scaling on the Predicted Unsteady Loading on the Blade of a 1 and 1.5 Stage Transonic Turbine and a Comparison with Experimental Results*, ASME paper 2000-GT-446
- [19] COUPLAND, J.:  
*Linear Unsteady CFD Calculations of DCA and True Geometry RESOUND OGV Noise Generation*, Projekt TurboNoiseCFD, Workpackage 1, Deliverable 1.7, Juni 2002
- [20] COLONIOS, T.:  
*Boundary Conditions for Direct Computation of Aerodynamic Sound*, AIAA Journal, Vol. 9, September 1993
- [21] CUMPSTY, N.A.:  
*Sum and Difference Tones From Turbomaschines*, Journal of Sound and Vibration, Vo. 32, No. 3, Februar 1974, pp. 383-386
- [22] CUMPSTY, N.A.:  
*Tone Noise from Rotor/Stator Interactions in High Speed Fans*, Journal of Sound and Vibration, Vo. 24, No. 3, Oktober 1972, pp. 393-409
- [23] CUMPSTY, N.A.:  
*Compressor Aerodynamics*, Wesley Longman Ltd., Edinburgh, 1989
- [24] CURLE, N.:  
*The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound*, Proceedings of the Royal Society, London 1955, A231, pp. 505-514
- [25] DUNCAN, P.E., DAWSON, B.:  
*Reduction of Interaction Tones from Axial Flow Fans by Non-Uniform distribution of the stator vanes*, Journal of Sound and Vibration, Vol. 38, 1975, pp. 357-371
- [26] DUNCAN, P.E., DAWSON, B., HAWES, S.P.:  
*Design Techniques for the Reduction of Interaction Tonal Noise from Axial Flow Fans*, Conference on Vibrations and Noise in Pump, Fan and Compressor Installations, University of Southampton, U.K 1975, Proceedings pp. 143-161

- 
- [27] DUPERE, I.D.J., DAWES, W.N., TESTER, B.J., WILSON, A.G.:  
*Predictions of of Rotor Alone tones in a Transonic Fan Using Steady CFD*, AIAA paper 2001-0822, Januar 2001, Reno
- [28] ELHADIDI, B., ATASSI, H.M.:  
*Passive Noise Control by Vane Lean and Sweep*, ISUAAAT 10th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines, September 2003
- [29] ENGEL, K.:  
*Numerische Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten*, DLR Forschungsbericht 97-19, DLR Köln, Institut für Antriebstechnik, 1997
- [30] ENGHARDT, L., ZHANG, Y., NEISE, W.:  
*Experimental verification of a radial mode analysis technique using wall-flush mounted sensor*, 137<sup>th</sup> Regular Meeting of the Aeroacoustic Society of America, TU Berlin, März 1999
- [31] ENGHARDT, L., TAPKEN, U., NEISE, W., SCHIMMING, P., MAIER, P., ZILLMANN, J.:  
*Active Control of Fan Noise from High Bypass Ratio Engines; Experimental Results*, 7th International Congress on Sound and Vibration, Garmisch Patenkirschen, Paper No. I-195, 2000
- [32] ENVIA, E., KERSCHEN, E.J.:  
*Noise Generated by Convected Gusts Interacting with Swept Airfoil Cascades*, AIAA paper 86-1872, AIAA 10th Aeroacoustics Conference, Seattle 1986
- [33] ENVIA, E., NALLASAMY, M.:  
*Design Selection and Analysis of a Swept and Leaned Stator Concept*, Journal of Sound and Vibration 228(4) 1999, pp. 793-836,
- [34] ENVIA, E.:  
*Fan Noise Reduction-An Overview*, AIAA paper 2001-0661, AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno 2001
- [35] ERDOS, J.I., ALZNER, E.:  
*Numerical Solution of Periodic Transonic Flow Through a Fan Stage*, AIAA Journal, Vol. 15, No. 11, November 1977, pp.1559-1568
- [36] EULITZ, F.:  
*Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen*, DLR Forschungsbericht 2000-05, DLR Köln, Institut für Antriebstechnik, 2000
- [37] FLOWCS WILLIAMS, J.E., HAWKINGS, D.L.:  
*Sound generated by turbulence and surface in arbitrary motion*, Philosophical Transactions of the Royal Society, London 1969, A264 pp.- 321-342
- [38] FIDELL, S.:  
*Noise-Induced Sleep Disturbance in Residences Near Two Civil Airports*, NASA Contractor Report 198252, Langley, December 1995
- [39] FISHER, M.J., SELF, R.H.:  
*Aeroacoustics Research in Europe: The CEAS-ASC Report on 2001 Highlights*, Universität Southampton, Institute of Sound and Vibration ISVR, Southampton, 2001
- [40] FLETCHER, C.A.J.:  
*Computational Techniques for Fluid Dynamics (Vol. I+II)*, Springer Verlag

- 
- [41] FREUND, J.B.:  
*Proposed Inflow/Outflow Boundary Conditions for Direct Computation of Aerodynamic Sound*, AIAA Journal, Vol. 35, April 1997
- [42] GALLUS, H.E., GROLLIUS, H., LAMBERTZ, J. :  
*The Influence of Blade Number Ratio and Blade Row Spacing on Axial-Flow Compressor Stator Blade Dynamic Load and Stage Sound Pressure Level*, Journal of Engineering Power, Vol. 104, pp.633-641
- [43] GEROLYMOS, G.A., CHAPIN, V.:  
*Generalized Expression of Chorochnic Periodicity in Turbomachinery Blade-Row Interaction*, Short Note, Rech. Aéropatial No. 1991-5, UPMC Paris, 1991
- [44] GEROLYMOS, G.A., NOUSIS, I.:  
*Prediction of Fan/OGV Tone-Noise from 3D-Chorochnic Navier-Stokes Computations*, AIAA paper, 9th AIAA-CEAS Aeroacoustics Conference, Juni 2003
- [45] GILES, M.B.:  
*Non-Reflecting Boundary Conditions for the Euler Equations*, interner Bericht, CFDLR-TR-88-1, MIT, Februar 1988
- [46] GILES, M.B.:  
*Calculation of Unsteady Wake/Rotor Interaction*, Journal of Propulsion, Vol. 4, No. 4, Juli 1988, pp.356-362
- [47] GILES, M. B. :  
*UNSFLO: a Numerical Method for the Calculation of Unsteady Flow in Turbomachinery*, GTL Report Nr. 205, Gas Turbine Laboratory, MIT/USA
- [48] GOLDSTEIN, M.E.:  
*Aeroacoustics*, McGraw-Hill Book Co., 1976
- [49] GOLDSTEIN, M.E., ATASSI, H.:  
*Complete Second Order Theory for the Unsteady Flow About an Airfoil Due to a Periodic Gust*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 74, pt.4 , April 1976, pp. 741-765
- [50] GREITZER, M.E., TAN, C.S., WISLER, D.C., ADAMCYK, J.J.:  
*Unsteady Flow In Turbomachiners: Where's the Beef ?*, AD-Vol. 40, Unsteady Flows in Aeropropulsion, ASME 1994
- [51] HE, L.:  
*Method of Simulating Unsteady Turbomachinery Flows with Multiple Perturbations*, AIAA Journal, Vol. 30, No. 11, November 1992, pp.-2730-2735
- [52] HEIDELBERG, L.J., WOODWARD, R.P.:  
*Unsteady Blade Pressure Measurements on a Model Counterrotating Propeller*, AIAA paper 13/89-114, AIAA 12th Aeroacoustics Conference, San Antonio, US 1989
- [53] HEINEMANN, H.J., BÜTEFISCH, K.A.:  
*Determination of Vortex Shedding Frequency of Cascades with Different Trailing Edge Thickness*, Interner Bericht, DFVLR-AVA
- [54] HI, D., HE, L.:  
*Single Passage Solution of Three-Dimensional Unsteady Flows in a Transonic Fan Rotor*, 4<sup>th</sup> European Conference on Turbomachinery, ATI-CST-007/01, 2001

- 
- [55] HIRSCH, C.:  
*Numerical Computation of Internal and External Flows*, Vol. I+II, 1988 Wiley&Sons Ltd.
- [56] HIRSCH, C., RAMBOER, J., GHADER, G.:  
*Fan Noise Simulation in the Time-Domain*, Fan Noise 2003-2nd International Symposium, Senlis/Frankreich, September 2003
- [57] HODSON, H.P.:  
*An Inviscid Blade-to-Blade Prediction of a Wake Generated Unsteady Flow*, ASME paper 84-GT-43, Oktober 1984
- [58] HOLSTE, F.:  
*Ermittlung der aerodynamischen Lärmquellen und Berechnung des abgestrahlten Schallfeldes mittels der im Nahfeld gemessenen Druckschwankungen am Beispiel eines Triebwerksmodells*, Forschungsbericht VDI, Reihe 7: Strömungsmechanik, Nr. 272, August 1995
- [59] HOLSTE, F., NEISE, W.:  
*Noise Source Identification in a Propfan Model by Means of Acoustic Near Field Measurements*, Journal of Sound and Vibration, 203(4), 1997, pp.641-665
- [60] HUBBARD, H.H.:  
*Aeroacoustics of Flight Vehicles, Theory and Practice, Volume 1*, NASA Langley Research Center, published for the Acoustical Society of America through American Institute of Physics, 1995
- [61] HUFF, D.L.:  
*Fan Noise Prediction-Status and Needs*, AIAA paper 98-0177, Aerospace Sciences Meeting Reno, 1998
- [62] JUNG A., STETTER, H.:  
*Simulation of 3D-Unsteady Stator/Rotor Interaction in Turbomachinery Stages of Arbitrary Pitch Ratio*, ASME paper, Birmingham, 1996
- [63] KAJI, S., OKAZAGI, T.:  
*Propagation of Sound Waves through a Blade Row (I&II)*, Journal of Sound and Vibration, Vol. 11, No. 3, März 1970, pp. 339-375
- [64] KANTOLA, R.A., SCHNECTADY, C., GLIEBE P.R.:  
*Effects of Vane/Blade Ratio and Spacing on Fan Noise*, AIAA paper 81-2033, AIAA 7th Aeroacoustics Conference, Oktober 1981
- [65] KAZIN, S.B.:  
*Radially Leanded Outlet Guide Vanes for Fan Source Noise Reduction*, NASA CR-134486, November 1973
- [66] KENNEPOHL, F., KAHL, G., HEINIG, K.:  
*Turbine Blade/Vane Interaction Noise: Calculation with a 3D Time-Linearized Euler Method*, AIAA paper 2001-2152, 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Mai 2001, Maastricht
- [67] KERREBROCK, J.L., MIKOLAJCZAK, A.A.:  
*Intra-Stator Transport of Rotor Wakes and Its Effect on Compressor Performance*, Journal of Engineering Power, pp. 359 ff, Oktober 1970

- [68] KOCH, W.:  
*On the Transmission of Sound Waves Through a Blade Row*, Journal of Sound and Vibration, Vol. 18, 1971, pp.111-128
- [69] KÖRNER, H., DELFS, J.:  
*SWING: Proceedings of the Second Aeroacoustics Workshop*, Deutsche Forschungsgemeinschaft und DLR, Oktober 2000
- [70] LANDWEHR, M., LILLIU, M.C.:  
*Transport Projections in OECD Regions-Detailed Report*, International Energy Agency, Mai 2002
- [71] LAWACZECK, O., BÜTEFISCH, K.A., HEINEMANN, H.J.:  
*Vortex Streets in the Wakes of Subsonic and Transonic Turbine Cascades*, paper IUTAM Symposium on Aeroelasticity in Turbomachines, Paris, Oktober 1976
- [72] LECHER, S., SCHNELL, R.; STUBERT, B.:  
*Experimental and numerical investigation of the flow in a 5-stage transonic compressor rig*, ASME paper 2001-GT-344, 2001
- [73] LI, H.D., HE, L.:  
*Effects of Blade Count on Three-bladerow Interaction in a Transonic Turbine*, ASME paper GT-2002-30310, ASME Turbo Expo 200, Amsterdam, Juni 2002
- [74] LI, X.D., SCHEMEL, C., MICHEL, U., THIELE, F.:  
*On the Azimuthal Modes Propagation in Axisymmetric Ducts*, AIAA paper 2002-2521, Juni 2002
- [75] LIGHTHILL, M.J.:  
*On sound generated aerodynamically I&II*, Proceedings of the Royal Society, London 1952, A211 pp. 564-587 and A222 pp. 1-32
- [76] LOHMANN, D.:  
*Einführung in die physikalischen Grundlagen des Lärms von Axialverdichtern*, Deutsche Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht FB 70-74, Dezember 1970
- [77] MASCHKE, C.:  
*Kriterien für schädliche Umwelteinwirkungen: Beeinträchtigung des Schlafes durch Lärm*, TU Berlin, Forschungsbericht im Auftrag des Umweltbundesamtes, Berlin 1997
- [78] MCALPINE, A., FISHER, M.J.:  
*On the Prediction of 'buzz-saw' Noise Generated in Aero-Engine Inlet Ducts*, Journal of Sound and Vibration, 2001
- [79] MEYER, H.D., ENVIA, E.:  
*Aeroacoustic Analysis of Turbofan Noise Generation*, NASA CR-4715, 1996
- [80] MILLER, J.R., MOSS, R.W., AINSWORTH, R.W., HARVEY, N.W.:  
*Time-Resolved Vane-Rotor Interaction in a Transonic One and a Half Stage Turbine*, 4<sup>th</sup> European Conference on Turbomachinery, ATI-CST-081
- [81] NAMBA, M.:  
*Three-Dimensional Analysis of Blade Force and Sound Generation for an Annular Cascade in Distorted Flows*, Journal of Sound and Vibration, Vol. 50, No. 4, Februar 1977, pp 479-508



- 
- [82] NARK, D., FARASSAT, F.:  
*The Development of the Ducted Fan Noise Propagation and Radiation Code CDUCT-LaRC*, AIAA paper 2003-3242, 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2003
- [83] NEISE, W., MICHEL, U.:  
*Aerodynamic Noise of Turbomaschinen*, Skript, DLR Institut für Antriebstechnik, Abteilung Turbulenzforschung
- [84] NEISE, W., ENGHARDT, L.:  
*Technology Approach to Aeroengine Fan Noise Reduction*, Aerospace Science and Technology 7/2003, pp. 352-363
- [85] NÜRNBERGER, D., EULITZ, F., SCHMITT, S., ZACHCIAL, A.:  
*Recent Progress in the Numerical Simulation of Unsteady Viscous Multistage Turbomachinery Flow*, ISABE paper 2001-1081, Bangalore, 2001
- [86] NÜRNBERGER, D.:  
*Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinen mit impliziten Zeitintegrationsmethoden*, DLR Forschungsbericht, DLR Köln, Institut für Antriebstechnik, 2003
- [87] OVENDEN, N., RIENSTRA, S.W.:  
*Mode-matching Strategies in Slowly Varying Engine Ducts*, AIAA paper 2003-3139
- [88] OVENDEN, N., RIENSTRA, S.W.:  
*In-Duct Matching Strategies*, Technical Report RANA 02-26, Technische Universität Eindhoven TU/e, 2002
- [89] OZYORUK, Y., LONG, L.N., :  
*Progress in Time-Domain Calculations of Ducted Fan Noise-Multigrid Acceleration of a High-Resolution CAA Scheme*, AIAA paper 96-1771, AIAA and CEAS Aeroacoustics Conference, Mai 1996
- [90] PARENTE, C.A., ARCAS, N., WALKER, B.E.:  
*Hybrid Active/Passive Engine Noise Suppression Systems*, NASA Bericht 1999-208875, 1999
- [91] POLACSEK, C., DESBOIS, F. :  
*Fan Interaction Noise Using a Wake Generator: Experiments and Computational Aeroacoustics*, Bericht EU Projekt TurboNoiseCFD
- [92] RANGWALLA, A.A., RAI, M.M.:  
*A Numerical Analysis of Tonal Acoustics in Rotor/Stator Interactions*, Journal of Fluids and Structures, Vol. 7, 1993, pp. 611-637
- [93] RIENSTRA, S.W.:  
*Sound Transmission in Slowly Varying Circular and Annular Lined Ducts with Flow*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 380, 1999, pp. 279-296
- [94] RIENSTRA, S.W., HIRSCHBERG, A.:  
*An Introduction to Acoustics*, Technische Universität Eindhoven TU/e, 2001
- [95] ROSE, M.G., HARVEY, N.W.:  
*Turbomachinery Wakes: Differential Work and Mixing Losses* ASME paper 99-GT-25, Juni 1999
- [96] RUMSEY, C.L.:  
*Computation of Acoustic Waves Through Sliding-Zone Interface Using An Euler/Navier-Stokes Code* AIAA paper 96-1752, 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 1996

- 
- [97] RUMSEY, C.L., BIEDRON, F., FARASSAT, F.:  
*Ducted-Fan Engine Acoustic Predictions Using a Navier-Stokes Code*, Journal of Sound and Vibration, Vol. 213, Juni 1998, pp. 643-664
- [98] SAMEL, A.:  
*Der Lärm und seine Folgen*, DLR Nachrichten 96, Februar 2000, pp. 22-27
- [99] SAMEL, A., BASNER, M., BUSS, H., LINKE-HOMMES, A., LUKS, N., MASS, H., MAWET, L.:  
*Wirkung von Nachtfluglärm auf den Schlaf - Ein neuer Forschungsansatz*, Zeitschrift für Lärmbekämpfung, 47-6, 2000, pp.201-205
- [100] SCHIMMING, P., SCHMITT, S., SCHNELL, R., WALLSCHEID, L.:  
*Experimentelle Untersuchung zur Aeroakustik, -elastik und -dynamik am CRISP1m-Modell*, Abschlussbericht Luftfahrtforschungsprogramm LFT9601, 1999
- [101] SCHMITT, S.:  
*Simulation von Flattern und aerodynamischer Zwangserregung in Turbomaschinen*, DLR Forschungsbericht, DLR Köln, Institut für Antriebstechnik 2003
- [102] SCHNELL, R.:  
*Kalibrierung von Fünflochsonden zur dreidimensionalen Messung der Strömungsgeschwindigkeit in Gasströmungen und Auswertung von Messungen im Unterschallbereich*, Diplomarbeit FH Köln 1992
- [103] SCHNELL, R.:  
*Erstellung eines Programmpaketes zur aerodynamischen Auslegung axialer Verdichterstufen*, DLR IB-325-01-97, 1997
- [104] SCHNELL, R.:  
*Aerodynamische Auslegung der transsonischen Fanstufe eines 7.3"-UHBR-Triebwerkssimulators*, Diplomarbeit RWTH Aachen D97-09, 1997
- [105] SCHNELL, R.:  
*Experimental and numerical investigation of blade pressure fluctuations on a CFK-bladed, counterrotating propfan*, ASME paper 2001-GT-298, 2001
- [106] SCHNELL, R., WALLSCHEID, L.:  
*Unsteady blade pressure distributions on a counterrotating propfan at on- and offdesign conditions*, ISOABE paper 2001-1079, 2001
- [107] SCHNELL, R.:  
*Investigation of the Tonal Acoustic Field of a Transonic Fanstage by Time-Domain CFD-Calculations with Arbitrary Blade-Counts*, ASME paper 2004-GT-54216, Wien, Juni 2004
- [108] SCHULTEN, J.B.H.M.:  
*Sound Generated by Rotor Wakes Interacting with a Leaned Vane Stator*, AIAA Journal, Vol. 20, No. 10, Januar 1981, pp. 1352-1358
- [109] SCHULTEN, J.B.H.M.:  
*Vane Sweep Effects on Rotor/Stator Interaction Noise*, AIAA Journal, Vol. 35, 1997, pp. 945-951
- [110] SCHULZ, J., SCHÖNBECK, R., NEUHAUS, L., NEISE, W., MÖSER, L.:  
*Aktive Beeinflussung des Betriebsverhaltens und des Drehklangs axialer Turbomaschinen, Ventilatoren: Entwicklung-Planung-Betrieb*; Tagung Braunschweig Februar 2001 / VDI Gesellschaft Energietechnik, VDI Berichte 1519

- 
- [111] SIJTSMA, P., RADEMAKER, E.R., SCHULTEN, J.B.H.M.:  
*Experimental Validation of Lifting Surface Theory for Rotor/Stator Interaction Noise Generation*, AIAA Journal, Vol. 36, No. 6, Juni 1998, pp. 900-906
- [112] SIJTSMA, P., SCHULTEN, J.:  
*Wake Modelling Requirements for Prediction of Rotor Wakes-Stator Interaction Noise*, AIAA paper 2003-3138, Mai 2003
- [113] SMITH, M.J.:  
*Aircraft Noise*, Cambridge Aerospace Series, 1989
- [114] SMITH, S.N.:  
*Discrete Frequency Sound Generation in Axial Flow Turbomachines*, University Engineering Department, R.&M. No. 3709 Cambridge, 1973
- [115] SPALART, P., ALLMARAS, S.:  
*A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows*, AIAA paper 92-439, 1992
- [116] TAASAN, S., NARK, D.M.:  
*An Absorbing Buffer Zone Technique for Acoustic Wave Propagation*, AIAA paper 95-0164, 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Januar 1995
- [117] TAM, C.K.W.:  
*Dispersion-Relation-Preserving Finite Difference Schemes for Computational Aeroacoustics*, Journal of Computational Physics, Vol. 107, August 1993, pp.262-281
- [118] TAM, C.K.W.:  
*Computational Aeroacoustics: Issues and Methods*, AIAA Journal, Vol. 33, October 1995, pp. 1788-1796
- [119] TSUCHIYA, N., NAKAMURA, Y., YAMAGATA, A., KODAMA, H. ET AL.:  
*Fan Noise Prediction Using Unsteady CFD Analysis*, AIAA paper 2002-2491, 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference
- [120] TYLER, J.M., SOFRIN, T.G.:  
*Axial Flow Compressor Noise Studies*, Pratt&Whitney Aircraft Div., United Aircraft Corp., 1961
- [121] VALENTI, E., HALAMA, J., DENOS, R., ARTS, T.:  
*Investigation of the 3D Unsteady Rotor Pressure Field in a HP Turbine Stage*, ASME paper GT-2002-30365, Amsterdam, 2002
- [122] VALKOV, T., TAN, C.S.:  
*Control of the Unsteady Flow in a Stator Blade Row Interacting with Upstream Moving Wakes*, ASME paper 93-GT-23, Ohio, Mai 1993
- [123] VENABLE, B.L., DELANEY, R.A., BUSBY, J.A., DAVIS, R.L., DORNEY, D.J., DUNN, M.G., HALDEMAN, C.W., ABHARI, R.S.:  
*Influence of Vane-Blade Spacing on Transonic Turbine Stage Aerodynamics, Part I&II*, ASME Journal of Turbomachinery, Oktober 1999, Vol.121, pp.663-682
- [124] VENTRES, C.S., THEOBALD, M.A., MARK, W.D.:  
*Turbofan Noise Generation Vol. 1:analysis*, NASA CR-167951, 1982
- [125] VENTRES, C.S., THEOBALD, M.A., MARK, W.D.:  
*Turbofan Noise Generation Vol. 2: computer programs*, NASA CR-167952, 1982

- 
- [126] VON KARMAN INSTITUTE FOR FLUID DYNAMICS:  
*Noise in Turbomaschinen*, Lecture Series, 2000-02
- [127] VON KARMAN INSTITUTE FOR FLUID DYNAMICS:  
*Advances in Aeroacoustics*, Lecture Series, 2001-02
- [128] WALLSCHEID, L.:  
*Phänomenologische Untersuchung der zeitabhängigen Strömung in einem gegenläufigen Propfan*, DLR Forschungsbericht 99-24, DLR Köln, Institut für Antriebstechnik, 1999
- [129] WALKER, G.J., OLIVIER, A.R.:  
*The Effect of Interaction Between Wakes From Blade Rows in an Axial Flow Compressor on the Noise Generated by Blade Interaction*, Journal of Engineering Power, pp. 241-248, Oktober 1972
- [130] WAITZ, I.A., BROOKFIELD, J.M., HAYDEN, B.:  
*Preliminary Assessment of Wake Management Strategies for Reduction of Turbomachinery Fan Noise*, AIAA Journal of Propulsion Power, Vol. 12, No. 5, 1996, pp. 958-966
- [131] WEBER, A.:  
*Validierung von Drei Navier-Stokes-Codes an einem transsonischem Verdichtergitter unter rein zweidimensionalen Bedingungen*, DLR Institut für Antriebstechnik, Interner Bericht IB-325-09-96, 1996
- [132] WEBER, A.:  
*3D Structured Grids for Multistage Turbomachinery Applications based on G3DMESH*, DLR Institut für Antriebstechnik, Interner Bericht, August 2002
- [133] WILSON, A.G.:  
*Application of CFD to Wake/Aerofoil Interaction Noise-A Flat Plate Validation Case*, 5th CEAS-ASC Workshop on Turbomachinery and Duct Acoustics, Technische Universität Eindhoven, November 2001
- [134] WILSON, A.G.:  
*A Method for Deriving Tone Noise Information from CFD Calculations on the Aeroengine Fan Stage*, NATO RTO-AVT Symposium on Developments in Computational Aero- and Hydro Acoustics, Oktober 2001, Manchester
- [135] WILSON, A.G.:  
*Noise Requirements for CFD Codes: Review of Generic Studies*, EU-Projekt TurboNoiseCFD, Contract. Nr. G4RD-CT-1999-00144, Deliverable 1.6
- [136] WOODWARD, R.P., ELLIOT, D.M., HUGHES, C.E., BERTON, J.J.:  
*Benefits of Swept and Leaned Stators for Fan Noise Reduction*, AIAA paper 99-0479, AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno 1999
- [137] YANG, H., NÜRNBERGER, D., NICKE, E., WEBER, A.:  
*Numerical Investigation of Casing Treatment Mechanisms with a Conservative Mixed-Cell Approach*, ASME paper GT-2003-38483, Turbo Expo 2003, Atlanta, Juni 2003
- [138] YIN, J., DELFS, J.:  
*Simulation of Open- and Ducted-Rotor Noise Using CAA-Multidomain Method*, Symposium on Developments in Computational Aero- and Hydro-Acoustics, Oktober 2001

- 
- [139] ZHANG, X., CHEN, X., MORFEY, C., TESTER, B.:  
*Computation of Sound Radiation from a Generic Engine Bypass Duct*, AIAA paper 2003-3267, Mai 2003



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Geräuschquellen am Triebwerk und gewählter Simulationsansatz . . . . .	7
2.1	Typische Bereiche des akustischen und des aerodynamischen Modells am Beispiel einer Fanstufenkonfiguration mit Rotor und Austrittsleitrade . . . . .	9
2.2	Elementare akustische Quellen . . . . .	13
2.3	Harmonische Druckstörung stromauf eines umströmten Gitters endlicher Dicke 13	
2.4	Kanalmoden im zylindrischen Strömungskanal . . . . .	17
2.5	Einzelner ummantelter Rotor im geschlossenen Strömungskanal . . . . .	20
2.6	Entstehung des tonalen Geräusches eines einzelnen Rotors durch das rotierende Potentialfeld . . . . .	21
2.7	Entstehung ausbreitungsfähiger und nicht-ausbreitungsfähiger Druckstörungen durch Rotor/Stator Interaktion . . . . .	22
2.8	Entstehung und Aufbau des tonalen Schallfeldes in der Turbomaschine . . . . .	23
2.9	Strömungsgeschwindigkeit der CFD Lösung über dem Radius und Mittelwert für das akustische Modell (typische Werte stromab des Leitradaustritts, vgl. Abbildung 2.1) . . . . .	28
2.10	Real- und Imaginärteile der Druckprofile der CFD-Lösung und rekonstruiert aus der modalen Lösung . . . . .	28
3.1	Dissipations- und Dispersionseigenschaften des verwendeten Schemas . . . . .	33
3.2	Definition eines Testfalls zur numerischen Ausbreitung ebener, harmonischer Druckstörungen (Wilson [135]) . . . . .	34
3.3	Analytische Lösung und typische, numerische Lösung mit Dissipations- und Dispersionsfehlern . . . . .	35
3.4	Numerischer Amplitudenfehler in Abhängigkeit von der Netzauflösung . . . . .	36
3.5	Einfluss der Randbedingungen mit und ohne Dämpfungszone auf das Strömungsfeld am Beispiel des Referenzfalls mit $\bar{M} = 0.4$ , $\xi = 1.1$ und $k_y = 2$ . .	37
4.1	Prinzip der versetzt periodischen Ränder . . . . .	41
4.2	Korrekturvorschrift der Fourierkoeffizienten mit den aktuellen Werten am Beispiel des Realteils der $i$ -ten Harmonischen einer Strömungsgröße $u$ . . . . .	44
4.3	Übergang vom stationären zum zeitperiodischen Arbeitspunkt am Beispiel des zeitlichen Dichteverlaufs (Mittelwert jeweils verschoben) . . . . .	45

4.4	Zeitlicher Dichteverlauf mit und ohne Filter (Mittelwert jeweils verschoben) . . .	46
4.5	Tesfall CRISP und Kenndaten im Auslegungspunkt . . . . .	48
4.6	Multiblock-Rechennetz jeweils einer Schaufelpassage (Weber [132]) und momentan Strömungsfeld am Beispiel der Dichtegradienten . . . . .	49
4.7	Amplitude der dimensionslosen Druckstörung im ersten Rotor (erste und zweite Harmonische) . . . . .	50
4.8	Phase der dimensionslosen Druckstörung im ersten Rotor . . . . .	51
4.9	Amplitude der dimensionslosen Störgeschwindigkeit im zweiten Rotor (zweite bis vierte Harmonische) . . . . .	52
4.10	Momentane Profildruckverteilungen zu verschiedenen Zeitpunkten . . . . .	54
4.11	Fourier-Spektren des dimensionslosen Druckes (der jeweils mitbewegte Ort ist durch einen Kreis gekennzeichnet) . . . . .	55
4.12	Zeitschrieb verschiedener Strömungsgrößen im jeweiligen Relativsystem; der entsprechende Ort ist in Abbildung 4.11 gekennzeichnet . . . . .	56
4.13	Variation des Schaufelzahlverhältnisses des zweiten Rotors und zeitgemittelte Profildruckverteilungen im zweiten Rotor . . . . .	57
4.14	Amplitude der Profildruckschwankungen auf der Druckseite des zweiten Ro- tors für die Frequenzen $1BPF_{rel}$ (links) und $2BPF_{rel}$ (rechts); unterschiedliche Schaufelzahlverhältnisse im Vergleich . . . . .	59
4.15	Weg-Zeit Diagramm der Geschwindigkeitsschwankung nahe der Profiloberfläche (Druckseite Rotor II) . . . . .	60
4.16	Versuchsaufbau am Verdichterprüfstand M2VP und Kulite-Messpositionen auf der Beschaukelung des zweiten Rotors (Schnell [105]) . . . . .	61
4.17	Rechennetz des ersten Rotors für die dreidimensionale Simulation (links) und Kenndaten des betrachteten Betriebspunktes . . . . .	62
4.18	Druckschwankungen auf der Schaufeloberfläche des zweiten Rotors in logarith- mischer Darstellung als Schalldruckpegel $SPL$ ( $f = 1BPF_{rel}$ ) . . . . .	63
4.19	Vergleich gemessener und gerechneter zeitlicher Druckverläufe auf der Saugsei- te von Rotor-II (Messpositionen vgl. Abb. 4.16) . . . . .	64
4.20	Vergleich gemessener und gerechneter zeitlicher Druckverläufe auf der Druck- seite von Rotor-II (Messpositionen vgl. Abb. 4.16) . . . . .	65
5.1	Fanrotor LNR2 und Kenndaten der Stufe mit Austrittsleitrad im Nebenstrom (Foto: <i>Rolls-Royce plc</i> ) . . . . .	68
5.2	Experimenteller Aufbau im Rahmen von RESOUND mit Datum-Fan und einge- zeichneten Messpositionen (Quelle: <i>Rolls-Royce plc</i> ) . . . . .	69
5.3	Rechennetz mit 60 Blöcken und etwa 2 Mio. Netzpunkten (dargestellt ist jeder zweite Netzpunkt) . . . . .	70
5.4	Nachlaufentwicklung des Rotors; unterschiedliche Rechennetze im Vergleich . .	72
5.5	Zeitabhängiger Massenstrom, jeweils bezogen auf das zeitl. Mittel . . . . .	73
5.6	Definition der verschiedenen, axialen Ebenen und Vergleich der radialen Druck- profile mit den Auslegungsdaten an der Station <i>psogvin</i> . . . . .	74
5.7	Vergleich des Arbeitspunktes mit experimentellen Kennfelddaten . . . . .	75



5.8	Momentane Verteilung der Wirbelviskosität auf verschiedenen Radien (zur Lage der radialen Schnitte siehe Abbildung 5.6, S1 - S3) . . . . .	76
5.9	Machzahl (links) und stromauf laufende Druckstörung ( $r_{rel} = 0.6$ ) . . . . .	77
5.10	Machzahl (links) und stromauf laufende Druckstörung ( $r_{rel} = 0.9$ ) . . . . .	78
5.11	Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt (1BPF) . . . . .	79
5.12	Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt (2BPF) . . . . .	80
5.13	Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt (3BPF) . . . . .	80
5.14	Momentane Azimutalmomenspektren vor ( <i>psogvin</i> ) und hinter ( <i>psogvex</i> ) dem Leitrad auf verschiedenen Radien, die Zuordnung zu den jeweiligen Frequenzen kann Tabelle 5.1 entnommen werden . . . . .	82
5.15	Momentanes Druckfeld vor und hinter dem Leitrad (links) und daraus extrahierte Druckverteilungen in Umfangsrichtung auf einem mittleren, radialen Schnitt (rechts) . . . . .	83
5.16	Nachlaufwechselwirkung am Leitrad: Momentanwerte der Wirbelviskosität und Vektoren der Geschwindigkeitsstörung (links); Fluktuationsfeld des Druckes (rechts) . . . . .	84
5.17	Momentanes Stördruckfeld der Frequenz 1BPF und 2BPF im Bereich des Leitrades (Mittelschnitt) . . . . .	85
5.18	Verteilung der Schalldruckpegel am Gehäuse auf die einzelnen Radialmoden aller untersuchten und ausbreitungsfähigen Umfangsmoden und Vergleich mit den Ergebnissen von Coupland [19] . . . . .	86
5.19	Radiale Eigenwerte $\alpha_{m,\mu}$ der beiden ausbreitungsfähigen Umfangsmoden $m=-6$ und $m=+52$ an der Kopplungsebene im Nebenstrom . . . . .	87
5.20	Axiale Wellenzahlen $\kappa_{m\mu}$ (entdimensionalisiert mit $r_{tip}$ ) der beiden ausbreitungsfähigen Umfangsmoden $m=-6$ (links) und $m=+52$ (rechts) in der komplexen Zahlenebene, jeweils parametrisiert mit der axialen Position im Nebenstrom . . . . .	88
5.21	Amplitudenverteilung des akustischen Druckes im Nebenstrom: Ergebnis der Ausbreitungsrechnungen für die Umfangsmoden $m=-6$ (links) und $m=+52$ (rechts); die Positionen der Messaufnehmer und der entsprechende Abschnitt im Nebenstrom sind in der linken Abbildung angedeutet . . . . .	90
5.22	Vergleich gemessener und berechneter Schalldruckpegel am Gehäuse im Nebenstrom . . . . .	90
5.23	Vergleich gemessener und berechneter Schalldruckpegel am Gehäuse im Nebenstrom . . . . .	91
5.24	Vergleich gemessener und berechneter Schalldruckpegel am Gehäuse im Nebenstrom . . . . .	91
6.1	Variation der Leitradgeometrie: gerade (rechts) und nach hinten gelehnte Konfiguration (links) . . . . .	95
6.2	Meridionale Ansicht beider untersuchten Konfigurationen . . . . .	96
6.3	Umfangsgemittelte radiale Verteilungen des absoluten Strömungswinkels $\alpha$ und des Totaldrucks $p_t$ am Austritt des Rotors ( <i>psrotex</i> ) und Austritt des Leitrades ( <i>psogvex</i> ) . . . . .	98
6.4	Berechnete Schalleistungen beider Leiträder im Vergleich . . . . .	99
6.5	Turbulente Viskosität zwischen Rotor und Leitrad ( <i>psrotex</i> ) . . . . .	101

6.6	Rotor- und Leitradnachlauf beider Geometrien im Vergleich; dargestellt ist die turbulente Viskosität jeweils stromab des Leitrades in einer $S_3$ -Ansicht ( <i>psogvex</i> )	102
6.7	Phasenlage des Rotornachlaufs am Leitrad; dargestellt sind die durch den Rotornachlauf verursachten Geschwindigkeitsschwankungen nahe der Profiloberfläche (jeweils DS)	103
6.8	Vergleich der Druckschwankungen auf dem Leitrad (1BPF)	104
6.9	Vergleich der Druckschwankungen auf dem Leitrad (2BPF)	105
6.10	Profildruckschwankungen auf dem Leitrad im Mittelschnitt (2BPF)	105
6.11	Profildruckschwankungen auf dem Leitrad eines gehäusenahen Profilschnittes (2BPF)	106
6.12	Druckschwankung auf dem Leitrad in unmittelbarer Nähe der Vorderkante, jeweils druck- und saugseitig (2BPF)	106
6.13	Momentane Azimutalmოდенспектры stromab des Leitrades ( <i>psogvex</i> )	107
6.14	Radialer Verlauf der Schalldruckpegel hinter dem Leitrad ( <i>psogvex</i> )	109
6.15	Vergleich der Schalldruckpegel am Gehäuse (1BPF)	110
6.16	Vergleich der Schalldruckpegel am Gehäuse (2BPF)	110
6.17	Realteil des momentanen akustischen Druckes im Nebenstrom (2BPF, $m = -6, \mu = 1$ ), zur Lage des Düsenabschnitts vgl. Abb. 5.21	111
6.18	Realteil des momentanen akustischen Druckes im Nebenstrom (2BPF, $m = -6, \mu = 5$ ), zur Lage des Düsenabschnitts vgl. Abb. 5.21	111
6.19	Realteil des momentanen akustischen Druckes im Nebenstrom (2BPF, $m = -6, \mu = 8$ ), zur Lage des Düsenabschnitts vgl. Abb. 5.21	112
6.20	Differenz der Schalldruckpegel am Gehäuse; Messung an der <i>datum</i> -Konfiguration im Vergleich mit der Rechnung (2BPF)	113
6.21	Phasengang der Geschwindigkeitsstörung (2BPF) an der Leitradvorderkante, numeriert sind die Vorzeichenwechsel des geneigten Leitrades	114

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Antriebstechnik des DLR in Köln. Folgenden Personen, Einrichtungen und Umständen, die direkt oder indirekt zum Gelingen der Arbeit beitrugen, möchte ich meinen Dank aussprechen:

- Ein großer Teil der Ergebnisse wurde im Rahmen des von der Europäischen Union geförderten Forschungsprojektes *TurboNoiseCFD* erzielt. Die freundschaftliche Atmosphäre auf zahlreichen Treffen machte sehr viel Spaß; meinen Dank dafür möchte ich insbesondere John Coupland (Rolls-Royce UK), Nick Ovenden (Technische Universität Eindhoven), Gunilla Effraimson (FOI Schweden) und Antonella Ferracchia (Universität Cambridge) aussprechen. Besondere Erwähnung verdient an dieser Stelle Dr. U. Michel, der mich nicht nur mit viel Erfahrung in diesem Projekt begleitete, sondern mit hohem Engagement meine Arbeit stets förderte, befürwortete und kritisch hinterfragte.
- Herrn Prof. Weyer danke ich für die Übernahme des Korreferates und die stete Förderung meiner Arbeit, sowie Herrn Prof. F. Thiele für die freundliche Übernahme des Hauptreferates.
- Den Mitarbeitern vom Verdichterprüfstand M2VP - damals unter der Leitung von P. Schimming - danke ich für ein sehr gutes Arbeitsklima und ein hohes Maß an Motivation und persönlichem Einsatz während der Messungen am *CRISP*, namentlich Klaus Kötting, Theo Dabrock, Manfred Treike und Dieter Metzinger.
- Den Revisoren Dr. L. Enghardt, Dr. U. Michel, Dr. S. Schmitt und Dr. L. Wallscheid für die gründliche und kritische Durchsicht des Manuskriptes.
- Meinen Eltern für die fortwährende Unterstützung in jeder Hinsicht.

Köln im Juli 2004

Rainer Schnell